ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

904

THÈSES

PRESENTEES,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Claire SEBILLE-SCHUCK

1re THESE. — Etude des mélanges de configurations dans des noyaux de masse impaire de déformation moyenne. Schémas de niveaux de ^{187}Ir et ^{233}Pa.

2e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 23 - 2 - 1972 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU Président.

R. ARVIEU
A. MOUSSA
R. WALEN
} Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549217_0021

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

904

THÈSES

PRESENTEES,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Claire SEBILLE-SCHUCK

1re THESE. — Etude des mélanges de configurations dans des noyaux de masse impaire de déformation moyenne. Schémas de niveaux de ^{187}Ir et ^{233}Pa.

2e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 23 - 2 - 1972 **devant la Commission d'examen**

MM. M. RIOU Président.

R. ARVIEU
A. MOUSSA } Examinateurs.
R. WALEN

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur M. VALADARES qui a bien voulu m'accueillir au Centre de Spectrométrie Nucléaire et me faire bénéficier de sa grande expérience.

Ce travail s'est ensuite poursuivi sous la direction de Monsieur R.WALEN; qu'il trouve ici l'expression de mes profonds remerciements pour les fructueuses discussions au cours desquelles j'ai pu profiter de sa vaste culture scientifique.

J'exprime mes très vifs remerciements à Monsieur le Professeur M.RIOU qui a bien voulu accepter la présidence du jury.

Je remercie très sincèrement Messieurs les Professeurs A.MOUSSA et R.ARVIEU d'avoir accepté d'être membres du jury.

Je suis très reconnaissante à Monsieur R.FOUCHER qui m'a donné la possibilité de travailler à ISOLDE et m'a prodigué encouragements et conseils au cours de ce travail dont une importante partie provient d'expériences réalisées au CERN.

Je remercie très vivement Monsieur C.F.LEANG qui m'a fait bénéficier à plusieurs reprises de son appareillage de très haute qualité et en particulier des premières coïncidences multidimensionnelles mises au point au laboratoire.

Mes très sincères remerciements vont à Monsieur R.PIEPENBRING qui m'a longuement conseillée et aidée au cours de nombreuses discussions.

Je ne puis oublier l'accueil que j'ai reçu à l'I.S.N. de Grenoble de la part de Madame A. GIZON grâce à qui j'ai pu effectuer des expériences sur le protactinium 233 avec un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ sans fer ; qu'elle trouve ici, ainsi que les membres de son équipe, mes très vifs remerciements.

Que toute l'équipe du CERN, et en particulier Messieurs J.P.HUSSON, V.BERG, J.JASTRZEBSKI, M.FINGER et B.ERDAL, trouvent ici mes remerciements très amicaux pour leur collaboration précieuse tout au cours du travail d'expérience et d'analyse sur les iridium impairs.

Je remercie également Madame G.BASTIN pour son aide, particulièrement en ce qui concerne la séparation chimique du protactinium.

Je remercie le personnel de l'atelier de mécanique du Centre et spécialement le chef de l'atelier, Monsieur G. HILAIRE qui a pris en charge toute la partie mécanique du spectrographe SELRIS ainsi que de nombreux appareils.

Je ne saurais oublier Madame M. ARIANER qui m'a constamment aidée avec compétence et gentillesse pour de nombreux tracés de courbes et a réalisé toute l'illustration de ce travail, ni Madame A. RAITZ qui a effectué de nombreux calculs.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de ce travail, et surtout Madame R.JOURDAIN, Mademoiselle M.PARE, Mme J.PACALET Monsieur G.BRIEUGNE , Monsieur J.P.THIBAUD et Monsieur C.GRISAUD.

Enfin, que tous mes collègues trouvent ici mes remerciements pour l'aide amicale que j'ai rencontrée tant à Orsay qu'au CERN.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION

I - ETATS DE BASSE ENERGIE DES NOYAUX DEFORMES DE MASSE IMPAIRE. 1

A - Etats de quasi-particule dans un champ moyen déformé 2

1 - Potentiel de Nilsson 2
2 - Etude des surfaces d'énergie potentielle collective 3

B - Couplages et mélanges de configurations 5

1 - Couplages entre orbites provenant de couches différentes ($\Delta N = \pm 2$) 5
2 - Couplage de Coriolis 7
3 - Couplage quasi-particule-vibration 10

II - APPAREILLAGE 11

A - Spectrographie β de précision auprès de réacteurs et d'un accélérateur 11

1 - Caractéristiques communes des spectrographes et homogénéisation du champ 11
2 - Spectrographes installés auprès de réacteurs (réacteurs BR_2 et Osiris) 15

3 - Spectrographe installé auprès du synchrocyclotron du C.E.R.N. 18
Le spectrographe, actuellement "hors ligne" d'ISOLDE 19

4 - Emulsions photographiques et dépouillement des spectres d'électrons 19

B - Autres spectromètres β 21

1 - Spectromètres à double focalisation 21
2 - Détecteurs Si(Li) 22

C - Spectrométrie γ 22

D - Spectrométrie $\gamma - \gamma$ 22

E - Mesures de vies moyennes 23

Pages

III - NIVEAUX DU PROTACTINIUM 233 OBTENUS PAR LA DESINTEGRATION β DU THORIUM 233 25

A - Historique 25

B - Préparation des sources 26

C - Résultats expérimentaux 27

1 - Spectrométrie γ directe 27
2 - Spectrométrie d'électrons 37

D - Schéma de niveau 51

1 - Niveau de 94.7 keV - transition de 8.22 keV 58
2 - Niveau de 454.6 keV. Existence du niveau de 360 keV 58
3 - Niveau de 257.3 keV 59
4 - Dédoublement de la transition de 257 keV 59
5 - Niveaux de haute énergie 60

E - Discussion 60

1 - Energies potentielles de surface 60
2 - Bande rotationnelle fondamentale 1/2-(530) 60
3 - Bandes de rotation 1/2 +(660), 3/2 +(651) et 5/2 +(642) 62
4 - Niveaux de parité négative 66
5 - Niveaux de haute énergie 66

F - Résumé des problèmes abordés 67

IV - NIVEAUX DE L'IRIDIUM 187 OBTENUS PAR LA DESINTEGRATION DU PLATINE 187 69

A - Introduction 69

B - Préparation des sources 69

C - Résultats expérimentaux 70

1 - Spectrométrie γ 70
2 - Spectrométrie d'électrons 77
3 - Coïncidences γ - γ 83
4 - Mesures de vies moyennes 83
5 - Discussion des résultats 84

D - Schéma de niveaux 91

1 - Niveau fondamental 95
2 - Le niveau de 186.2 keV 95
3 - Les transitions de 247-61, 304-79 et 480-6 keV 96

E - Discussion 96

1 - Détermination du minimum des énergies potentielles de surface 96
2 - Niveaux de parité positive 96
3 - Niveaux de parité négative 106

F - Résumé des résultats obtenus 109

CONCLUSION 111

REFERENCES 113

INTRODUCTION

Il y a vingt ans s'élaborait le modèle unifié de Bohr et Mottelson basé sur l'existence d'un potentiel moyen simulant les interactions nucléaires,qui tient compte à la fois du modèle en couches et des mouvements collectifs du noyau. Ce modèle n'est en fait réellement applicable que dans des régions situées au voisinage immédiat des noyaux sphériques ou des noyaux à déformation stable, c'est-à-dire aux noyaux rigides.

En ce qui concerne les noyaux impairs, on obtient une description satisfaisante dans les zones de noyaux vibrationnels ou rotationnels en traitant les interactions résiduelles par la méthode des perturbations. Celle-ci n'est plus utilisable dans les autres régions et il faudrait résoudre complètement le hamiltonien de Bohr. Malheureusement, la méthode de Kumar et Baranger, ainsi que celle de Gneuss, Mosel et Greiner, n'est encore appliquée qu'aux noyaux pairs-pairs.

Il semble intéressant de voir dans quelle mesure il est possible d'utiliser le modèle à particule indépendante (impliquant à la fois le couplage fort et l'appariement) pour des noyaux de déformation moyenne en partant d'un modèle établi pour des noyaux de large déformation quadrupolaire comme le modèle de Nilsson et en introduisant un certain nombre de couplages.

Les noyaux que nous nous sommes proposé d'étudier, ^{233}Pa et ^{187}Ir , tout en étant situés dans des régions différentes, pouvaient présenter de nombreuses analogies. Ils se trouvent en effet tous deux dans la zone des pseudo-croisements d'orbitales des couches $N = 4$ et $N = 6$. On attendait donc dans les deux cas des couplages $\Delta N = \pm 2$. De plus, de nombreux mêmes états (de quasi-particule ou de quasi-trou) devaient apparaître dans ces noyaux, ce qui impliquait des problèmes similaires de couplage de Coriolis et de couplage particule-vibration. Le noyau de ^{187}Ir, d'autre part est proche d'une région de transition entre la forme aplatie et la forme allongée, et pouvait présenter de ce fait des problèmes plus spécifiques.

CHAPITRE I

ETATS DE BASSE ENERGIE DES NOYAUX DEFORMES DE MASSE IMPAIRE

Les descriptions semi-phénoménologiques des noyaux déformés de masse impaire se sont affinées au cours de ces dernières années. Nilsson (NI 55) avait calculé les états de particule indépendante dans un champ sphéroïdal en admettant une symétrie du champ moyen par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de la symétrie de rotation. Ce modèle simple a permis de rendre compte de la séquence des niveaux de particule. Puis on a distingué les diagrammes correspondant aux noyaux impairs en protons de ceux correspondant aux noyaux impairs en neutrons (MO 59) et Szymanski (SZ 61) a introduit la force coulombienne afin de rendre compte de cette différence.

L'introduction de forces résiduelles a permis de prédire d'une manière plus réaliste les sections efficaces de réaction et les probabilités de transitions. D'une part l'emploi de forces d'appariement (BE 59) a permis de mieux décrire l'espacement des niveaux individuels ainsi que la valeur des moments d'inertie (NI 61) ; d'autre part, une meilleure compréhension des états vibrationnels (BE 66, SO 67) et du mélange de ces états avec les états à une quasi-particule a procuré une meilleure interprétation de la plupart des niveaux d'énergie supérieure à 500 keV. Les résultats expérimentaux ont indiqué que d'autres types de mélanges de configurations prennent souvent de l'importance et doivent être pris en considération si l'on désire avoir une bonne compréhension des propriétés des états observés.

Les plus importants de ces couplages sont :

1) Le couplage intervenant entre deux orbites de couches différentes ($\Delta N = \pm 2$)
2) Le couplage de Coriolis
3) Le mélange d'états de quasi-particule avec des états de plus grande séniorité. Pour ce qui concerne le dernier couplage envisagé, étant donné que les plus bas de ces états (états à trois quasi-particules) apparaissent au-dessus de 1 MeV, nous ne ferons que les mentionner dans ce chapitre qui rappelle les propriétés des niveaux jusqu'à des énergies d'environ 1 MeV.

A - ETATS DE QUASI-PARTICULE DANS UN CHAMP MOYEN DEFORME

Diverses formes de potentiel ont été employées conduisant à différents modèles. Les deux types de potentiel les plus couramment utilisés sont le potentiel de l'oscillateur harmonique (NI 55, GU 67, LA 69) et le potentiel de Woods-Saxon (RO 67, GA 68, OG 71). Ce dernier type de potentiel est plus réaliste, et pourtant il existe une grande similitude entre les valeurs propres obtenues avec les deux types de modèles. Etant donnée la simplicité de ses fonctions d'onde, le modèle de Nilsson a été plus couramment utilisé par les expérimentateurs.

1) Potentiel de Nilsson

Dans sa version la plus récente (NI 69), le modèle de Nilsson prend en considération deux modes de déformation ε_2 et ε_4 mesurant les déformations quadrupolaires (P_2) et hexadécapolaires (P_4).

Le potentiel a la forme :

$$V = \frac{1}{2}\,\hbar\omega_0(\varepsilon,\varepsilon_4)\,\rho^2\,(1-\frac{2}{3}\,\varepsilon_2 P_2 + 2\varepsilon_4 P_4) - \chi\hbar\omega_0\,[2\vec{\ell}t\,.\,\vec{s} + \mu(\vec{\ell}_t^{\,2} - \langle\vec{\ell}_t^{\,2}\rangle_N)\,]$$

où ρ est le rayon vecteur dans les coordonnées "dilatées" (ζ, η, ζ) avec $\xi = \dfrac{x}{\frac{M\omega}{\hbar}}$, etc ....

χ et μ sont des constantes ajustables.

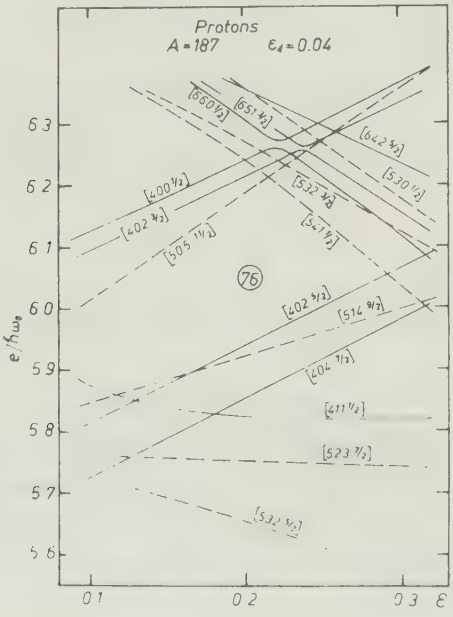


Fig. I.1 - Etats de protons A = 187 .

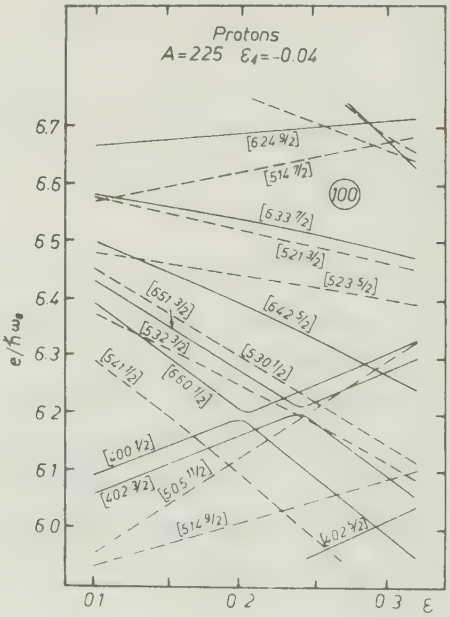


Fig. I.2 - Etats de protons A = 225 .

ℓ_t est le moment orbital "dilaté" (stretched)

$< \vec{\ell}_t^2 >_N$ est la moyenne de la correction à l'intérieur d'une couche.

La séquence des niveaux de particule indépendante est donnée fig. I_1 et I_2 pour les noyaux impairs en protons de la région des terres rares et des actinides respectivement.

L'énergie potentielle est calculée comme la somme des énergies individuelles en incluant les effets d'appariement et d'interaction coulombienne. En accord avec la prescription de Strutinsky (ST 67) on retire l'énergie moyenne de la somme des énergies des particules indépendantes. On additionne à l'énergie obtenue ("contribution de couche") les termes d'énergie de surface et d'énergie coulombienne d'une goutte liquide et on introduit une force d'appariement dépendant de l'isospin.

2) Etude des surfaces d'énergie potentielle collective

Nous avons utilisé le programme fait à Lund par Nilsson et al. (NI 69, OH 71) pour le calcul des surfaces d'énergie potentielle collective en fonction des déformations ε_2 et ε_4.

Pour les noyaux de masse impaire, ce programme est particulièrement utile pour permettre d'étudier la variation des divers types de déformations avec les différents états de quasi-particules et aussi de rechercher les isomères de forme possibles. Pour chaque état, on cherche à déterminer les déformations ε_2 et ε_4 d'équilibre. Pour ceci on peut représenter pour chaque noyau les variations de l'énergie potentielle en fonction de $(\varepsilon_2 , \varepsilon_4)$. On trace ensuite l'énergie potentielle en fonction de ε_2 avec une minimisation par rapport à ε_4 pour chaque valeur de ε_2. Ce tracé représente une coupe à travers la surface de l'énergie potentielle en fonction de $(\varepsilon_2 , \varepsilon_4)$. La déformation dans chaque état représente la position du minimum le plus bas de l'énergie potentielle. Nous avons effectué les calculs correspondant aux états excités les plus bas dans les noyaux impairs d'iridium de ^{193}Ir à ^{183}Ir et pour les noyaux impairs de protactinium de ^{235}Pa à ^{229}Pa. Nous donnons des exemples de tracés de l'énergie potentielle en fonction de ε_2 avec minimisation par rapport à ε_4 pour les niveaux de parité positive et négative des noyaux de ^{187}Ir et ^{233}Pa (fig. I_3 à I_6).

Les paramètres utilisés sont ceux recommandés par Nilsson et al. (NI 69) pour les régions de déformation intermédiaire.

$$\left.\begin{aligned} \chi_p &= 0.0766 - 0.0779 \ \frac{A}{1000} \\ \mu_p &= 0.493 \ + 0.649 \ \frac{A}{1000} \end{aligned}\right\} \text{ protons}$$

$$\left.\begin{aligned} \chi_n &= 0.0641 - 0.0026 \ \frac{A}{1000} \\ \mu_n &= 0.624 - 1.234 \ \frac{A}{1000} \end{aligned}\right\} \text{ neutrons}$$

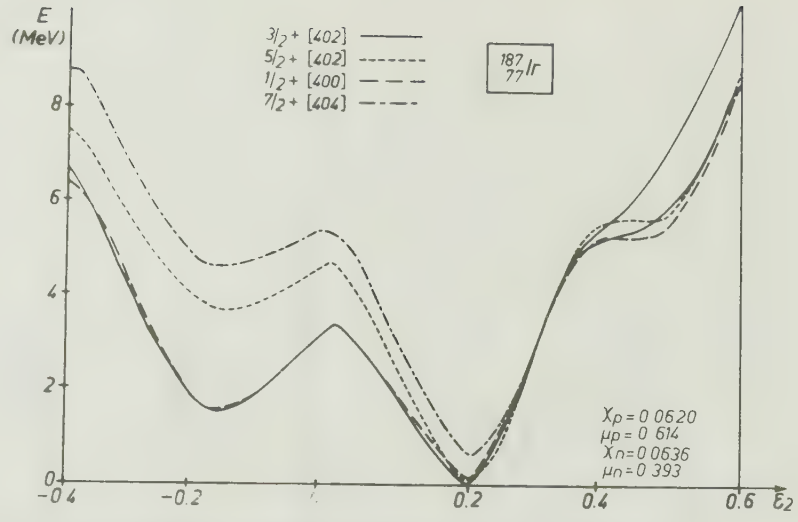


Fig. I.3 - Energies potentielles de surface - ^{187}Ir
- Etats de parité positive.

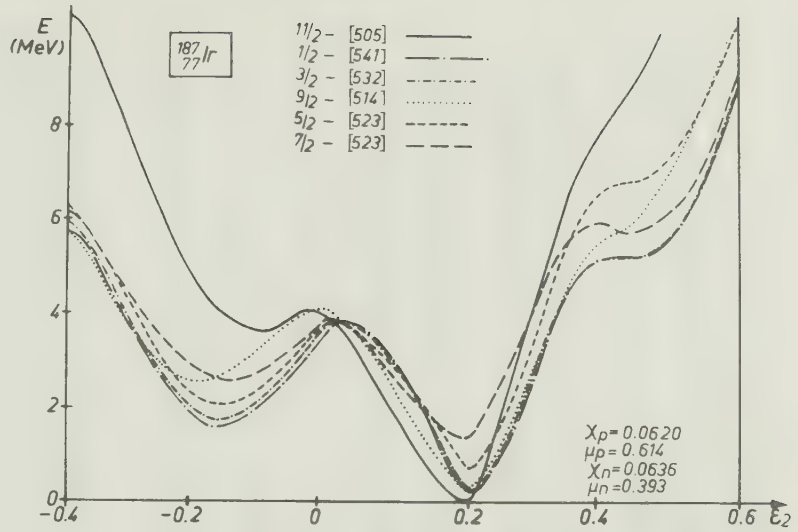


Fig. I.4 - Energies potentielles de surface - ^{187}Ir
- Etats de parité négative.

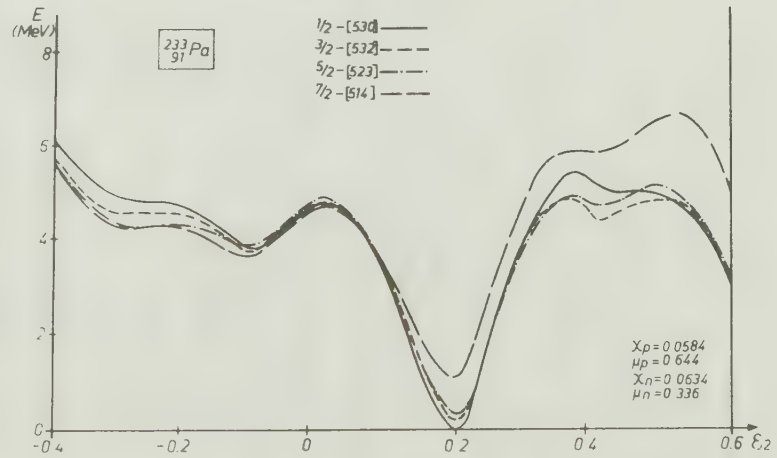


Fig. I.5 - Energies potentielles de surface - ^{233}Pa
- Etats de parité négative.

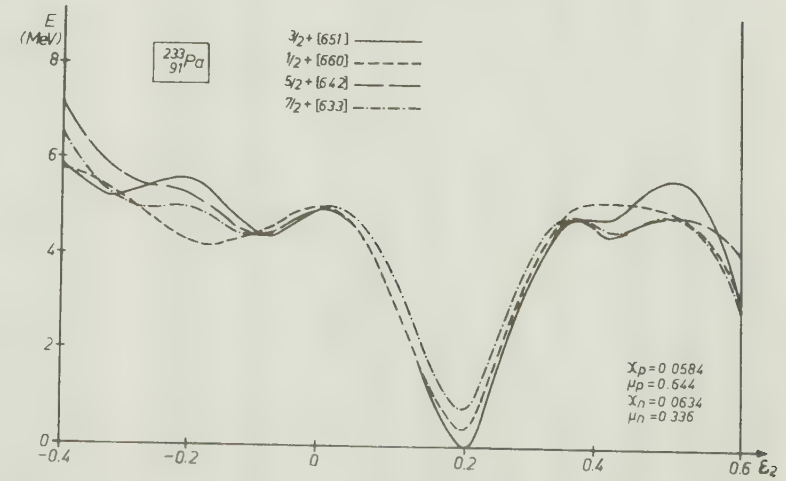


Fig. I.6 - Energies potentielles de surface - ^{233}Pa
- Etats de parité positive.

De la même manière, les coefficients d'appariement ont été calculés en incluant $\sqrt{15Z}$ et $\sqrt{15N}$ niveaux de part et d'autre de la surface de Fermi. Les valeurs de G utilisées étaient :

$$G = \frac{1}{A}\left[19.2 \pm 7.4\ \frac{N-Z}{A}\right]$$

B - COUPLAGES ET MELANGES DE CONFIGURATIONS

1) Couplage entre orbites provenant de couches différentes ($\Delta N = \pm 2$)

Ce couplage était négligé dans le modèle initial de Nilsson (NI 55), ce qui donnait lieu au croisement des orbitales avec $\Delta N = \pm 2$ et appartenant au même sous-espace Ω^{π}. Il a été réintroduit dans les modèles plus récents par l'adjonction d'un terme en P_4 (NI 69) et l'emploi du "vrai" moment orbital à la place du moment orbital "dilaté" dans les termes $\vec{l}.\vec{s}$ et $\vec{l}^2$ (QU 70).

Le nombre N n'est plus alors un bon nombre quantique et les croisements d'orbite deviennent des pseudo-croisements, les orbites s'échangeant en passant la région du pseudo-croisement. Le point de croisement est remplacé par une région de moindre distance entre les orbites et dans laquelle celles-ci sont mélangées.

Les calculs théoriques d'Andersen (AN 68) ont montré que le modèle de l'oscillateur harmonique sous-estimait largement ce couplage, alors que le modèle basé sur un potentiel de Woods-Saxon rendait assez bien compte du mélange.

Nous donnons la liste des orbites pour lesquelles de tels couplages sont susceptibles d'apparaître (PI 70a) (Tableau I_1). Les règles de sélection ($\Delta N = \Delta n_z = \pm 2, \Delta\Lambda = 0$) ne sont pas respectées pour les composantes principales de ces états, comme on peut le voir. Quentin et Babinet (QU 70), en développant leurs calculs sur la base asymptotique $|Nn_z\Lambda>$, ont montré que les états représentés sont en fait un mélange important de différents états $|Nn_z\Lambda>$ pour les déformations habituellement étudiées. Boisson et Piepenbring (BO 71), en traitant "l'hamiltonien dilaté"* Ht dans la base asymptotique, ont montré que certaines composantes ne deviennent prédominantes qu'à grande déformation ($\frac{1}{2}$ - (530), $\frac{1}{2}$ - (541), $\frac{3}{2}$ - (532), $\frac{1}{2}$ + (660) et $\frac{3}{2}$ + (651).

Dans l'étude précédente (QU 70) où l'on ne tient pas compte des déformations hexadécapolaires ε_4, les orbites qui interagissent ont une distance de moindre approche très petite, ce qui signifie que l'interaction $\Delta N = \pm 2$ ne joue un rôle important qu'au voisinage immédiat de la déformation où se produit le pseudo-croisement. Cependant Gareev et al. (GA 71) ont montré que l'introduction d'une déformation hexadécapolaire d'une part, et l'interaction quasi-particule-phonon d'autre part, agrandissait

---

* stretched hamiltonian

TABLEAU I_1 : Liste des orbites couplées par $\Delta N = \pm 2$

Région	Orbite 1 N	Orbite 2 N + 2	Déformation δ au croisement	Noyaux où des effets sont attendus
Noyaux Z impair terres rares	$1/2^+$ 400	$1/2^+$ 660	0.20	Re, Ir
	$3/2^+$ 402	$3/2^+$ 651	0.22	Re, Ir
	$1/2^+$ 411	$1/2^+$ 660	0.38	Tb, Ho, Tm, Lu
	$5/2^+$ 402	$5/2^+$ 642	0.38	Lu, Ta, Re, Ir
Noyaux N impair terres rares	$1/2^+$ 400	$1/2^+$ 660	0.28	Sm, Gd, Er
	$3/2^+$ 402	$3/2^+$ 651	0.30	Sm, Gd, Er
	$1/2^-$ 510	$1/2^-$ 770	0.27	Yb, Hf, W, Os
	$3/2^-$ 512	$3/2^-$ 761	0.29	Yb, Hf, W, Os
	$7/2^-$ 503	$7/2^-$ 743	0.39	Yb, Hf, W, Os
Noyaux lourds A > 220 Z impair	$1/2^+$ 400	$1/2^+$ 660	0.22	^{233}Pa
	$3/2^+$ 402	$3/2^+$ 651	0.23	^{233}Pa
	$5/2^+$ 402	$5/2^+$ 642	0.39	$^{237, 239}Np$
Noyaux lourds A > 220 N impair	$5/2^-$ 503	$5/2^-$ 752	0.24	^{231}Th
	$3/2^-$ 501	$3/2^-$ 761	0.24	
	$1/2^+$ 620	$1/2^+$ 880	0.32	^{251}Cf

considérablement l'intervalle de déformation $\Delta\varepsilon$ du pseudo-croisement, c'est-à-dire l'intervalle pour lequel on peut observer un mélange $\Delta N = \pm 2$.

On a pu remarquer par ailleurs (CH 69) que, lors du couplage de deux états $\Omega = \frac{1}{2}$, la somme des paramètres de découplage des états mélangés observés est égale à la somme des paramètres de découplage des états non couplés pour la même déformation.

2) Couplage de Coriolis

Dans le modèle de quasi-particule de Nilsson, K était un bon nombre quantique, ce qui n'est pas toujours vérifié expérimentalement. Cet effet est dû au couplage de Coriolis.

Le couplage entre le mouvement intrinsèque et le mouvement collectif de rotation correspond classiquement à l'interaction de Coriolis ; il est décrit quantiquement par :

$H_{R.P.C.} = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I_+ j_- + I_- j_+)$ qui couple les états de même parité et tels que $\Omega - \Omega' = \pm 1$

$$\langle \Psi^I_{\Omega+1} | H_{R.P.C} | \Psi^I_\Omega \rangle = - \langle \Psi^I_\Omega | H_{R.P.C.} | \Psi^I_{\Omega+1} \rangle$$

$$= -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \sqrt{(I-\Omega)(I+\Omega+1)} \langle \varphi_{\Omega+1} | j_+ | \varphi_\Omega \rangle$$

où les φ_Ω sont les fonctions propres de Hint.

On peut remarquer (PI 70a) que :

1) l'importance du couplage augmente avec I

2) L'élément de matrice $\langle \varphi_{\Omega+1} | j_+ | \varphi_\Omega \rangle$ dépend de l'élément de matrice de j_+ entre les états de quasi-particule $\langle \chi_{\Omega+1} | j_+ | \chi_\Omega \rangle$. Si l'on néglige le couplage particule-vibration, ces éléments se déduisent des précédents par multiplication par le coefficient de réduction R dû aux corrélations de paires: $R = U U' + V V'$ (dans l'approximation sans blocking). $R \sim 1$ pour les états d'énergie voisine ; sa valeur est la plus faible lorsque le couplage a lieu entre un état de trou et un état de particule. L'élément $\langle \chi_{\Omega+1} | j_+ | \chi_\Omega \rangle$ sera le plus fort pour deux états de particule issus d'un même niveau sphérique, et ceci d'autant plus que j sera plus élevé (en particulier on sait que le couplage entre les états provenant du niveau $i\frac{13}{2}$ est très important.)

Une conséquence du couplage de Coriolis est que les probabilités de transition E_2 entre états essentiellement à une quasi-particule sont souvent accélérés par rapport au modèle de Nilsson.

Le tableau I2 donne les états provenant d'une même couche susceptibles d'apparaître dans la région des terres rares et celle des actinides.

TABLEAU I_2 : Liste des orbites satisfaisant au critère de couplage fort pour le couplage de Coriolis.

	Orbite sphérique	Orbites déformées issues d'une même orbite sphérique
Noyaux Z impair terres rares	$h_{11/2}$	(3/2 - 541), 5/2 - 532, 7/2 - 523, 9/2 - 514
	$h_{9/2}$	1/2 - 541, (3/2 - 532)
	$g_{7/2}$	5/2 + 413, 7/2 + 404
	$d_{5/2}$	3/2 + 411, 5/2 + 402
	$d_{3/2}$	1/2 + 411, 3/2 + 402
Noyaux N impair terres rares	$i_{13/2}$	1/2 + 660, 3/2 + 651, 5/2 + 642, 7/2 + 633, 9/2 + 624, 11/2 + 615, 13/2 + 606
	$h_{9/2}$	1/2 - 530, 3/2 - 521, 5/2 - 512, 7/2 - 503
	$f_{7/2}$	(1/2 - 541), 3/2 - 532, 5/2 - 523, 7/2 - 514
	$p_{3/2}$	1/2 - 521, 3/2 - 512
Noyaux Z impair A > 220	$h_{9/2}$	(1/2 —541), 3/2 - 532, 5/2 - 523, 7/2 - 514, (9/2 - 505)
	$i_{13/2}$	1/2 + 660, 3/2 + 651, 5/2 + 642, 7/2 + 633, 9/2 + 624, 11/2 + 615
	$f_{7/2}$	1/2 - 530, 3/2 - 521, 5/2 - 512
	$f_{5/2}$	3/2 - 501, 5/2 - 503
Noyaux N impair A > 220	$g_{9/2}$	1/2 + 651, 3/2 + 642, 5/2 + 633, 7/2 + 624, 9/2 + 615
	$j_{15/2}$	1/2 - 770, 3/2 - 761, 5/2 - 752, 7/2 - 743, 9/2 - 734, 11/2 - 725
	$i_{11/2}$	1/2 + 640, 3/2 + 631, 5/2 + 622, 7/2 + 613
	$d_{5/2}$	1/2 + 631, 3/2 + 622

Les parenthèses indiquent les niveaux qui ne sont pas observés dans la région mais pourraient avoir certains effets.

TABLEAU I.3 - Liste des orbites couplées par les vibrations γ

Région des terres rares	Niveaux couplés par les vibrations γ
Noyaux Z impair	$1/2^+$ 411 , $3/2^+$ 411 , $5/2^+$ 413
	$1/2^+$ 400 , $3/2^+$ 402 , $5/2^+$ 402
	$3/2^+$ 402 , $7/2^+$ 404
	$1/2^-$ 541 , ($3/2^-$ 541)
Noyaux N impair	$1/2^+$ 400 , $3/2^+$ 402 , ($5/2^+$ 402)
	$1/2^-$ 530 , $3/2^-$ 532 , ($5/2^-$ 532)
	$1/2^-$ 521 , $3/2^-$ 521 , $5/2^-$ 523
	$1/2^-$ 510 , $3/2^-$ 512 , $5/2^-$ 512
	$3/2^-$ 512 , $7/2^-$ 514
	$7/2^-$ 503 , $11/2^-$ 505
Noyaux lourds A > 220 Z impair	1/2 + 400 , 3/2 + 402 , (5/2 + 402)
	1/2 - 530 , 3/2 - 532 , 5/2 - 532
	1/2 - 521 , 3/2 - 521 , 5/2 - 523
	(1/2 - 510) , 3/2 - 512 , 5/2 - 512
	3/2 - 512 , 7/2 - 514
	7/2 - 503 , 11/2 - 505
	3/2 - 501 , 7/2 - 503
	(1/2 - 501) , 3/2 - 501 , (5/2 - 503)
Noyaux lourds A > 220 N impair	1/2 - 501 , 3/2 - 501 , 5/2 - 503
	5/2 - 503 , (9/2 - 505)
	9/2 + 604 , (13/2 + 606)
	5/2 + 613 , 9/2 + 615
	1/2 + 620 , 3/2 + 621 , 5/2 + 622
	3/2 + 622 , 7/2 + 624
	5/2 + 622 , 9/2 + 624
	1/2 + 631 , 3/2 + 631 , 5/2 + 633
	3/2 + 631 , 7/2 + 633
	3/2 - 741 , 7/2 - 743

Les parenthèses ont la même signification que dans le Tableau I.2

3) Couplage quasi-particule-vibration

Les effets du couplage du mouvement individuel avec les vibrations collectives du coeur pair-pair ont fait apparaître la structure complexe de nombreux niveaux (BE 66, SO 67a, SO 67b, PI 66, MO 68, GA 71b).

Les noyaux pairs présentent un certain nombre de niveaux collectifs ayant des énergies d'excitation inférieures à 1500 keV, notamment des vibrations β ($K = 0^+$), des vibrations γ($K = 2^+$), et des vibrations octupolaires ($K = 0^-$, 1^- , 2^- , 3^-) .

Les états de même nature collective d'un noyau de masse impaire sont constitués par la superposition d'états de quasi-particule et d'états obtenus par couplage d'un état de quasi-particule individuelle avec un état de vibration du coeur pair-pair. Soloviev et al.(SO 67a, SO 67b , SO 71b) ont calculé d'une manière systématique la structure complexe des niveaux susceptibles d'apparaître dans un grand nombre de noyaux déformés. Il est apparu que, si les premiers niveaux intrinsèques présentaient une structure de quasi-particule presque pure, entre 400 et 600 keV des contributions vibrationnelles de quelques % apparaissaient, augmentant avec l'énergie d'excitation.

Cette structure collective de nombreux états explique certaines propriétés nucléaires comme les facteurs de découplage (MO 68) et les probabilités de transition E1 de la région des terres rares (PI 66).

Le mélange entre un état de quasi-particule $|\Omega'>$ et une vibration donnée de caractère multipolaire (λ, ν) est prédit spécialement important si un grand élément de matrice $Y_{\lambda,\nu}$ relie l'état $|\Omega'>$ et l'état $|\Omega>$ sur lequel est basée la vibration.

Pratiquement, dans la région des terres rares,la composante vibrationnelle prédominante à basse énergie est due aux vibrations quadrupolaires γ et les états ainsi couplés sont reliés par un grand élément de matrice E2 , ce qui se traduit par la règle de sélection suivante sur les nombres quantiques asymptotiques $\Delta N = \Delta n_z = 0, \Delta\Lambda = \Delta\Omega = \pm 2$. Dans la région des actinides ce sont les vibrations octupolaires (essentiellement $K = 0^-$) qui prédominent. (1)

Le tableau I_3 donne la liste des orbites satisfaisant au critère (1) pour les niveaux observés de la région des terres rares et des actinides.

CHAPITRE II

APPAREILLAGE

A - SPECTROGRAPHIE β DE PRECISION AUPRES DE REACTEURS ET D'UN ACCELERATEUR.

Le spectrographe β semi-circulaire, de conception et réalisation très simples, est particulièrement bien adapté à la spectrométrie β des isotopes de période courte, c'est-à-dire à la spectrométrie auprès d'accélérateurs, et à la spectrométrie en ligne.

En effet, la faible transmission du spectrographe semi-circulaire est compensée par la possibilité d'obtenir un spectre intégral, ce qui est extrêmement précieux lorsqu'on s'intéresse à des isotopes de période courte. D'autre part la stabilité du champ magnétique (en présence de climatiseur au 2/10°C) et la précision possible de la partie mécanique rendent ce spectrographe particulièrement apte aux collections multiples avec renouvellement périodique des sources pour accumuler suffisamment d'intensité sur un même film détecteur, ce qui remédie à sa faible transmission.

Les spectrographes de ce type peuvent permettre de rechercher systématiquement les transitions de faible énergie de multipolarité élevée et donc les isoméries nucléaires et les changements de forme des noyaux impairs.

Nous avons donc mis au point des spectrographes semi-circulaires de types divers auprès des réacteurs BR2 à Mol, puis Osiris à Saclay, puis auprès du séparateur ISOLDE en ligne avec le synchrocyclotron de 600 MeV du CERN.

1) Caractéristiques communes des spectrographes et homogénéisation du champ.

Dans tous ces spectrographes, le circuit magnétique est de conception identique ; il est formé par deux rangées d'aimants en acier à cristaux orientés Ticonal 800 dont la grande perméabilité magnétique permet d'atteindre des inductions importantes dans un entrefer assez large (entrefers de 9 à 12 cm, induction de saturation de l'ordre de 400 gauss pour 20 à 26 blocs d'aimants). Le champ est fermé par deux plaques de fer Armco. L'homogénéité du champ produit entre les pièces polaires est améliorée par des

intervalles d'air compris entre les pièces polaires et les plaques de fermeture ; pour le spectrographe en ligne avec le réacteur Osiris ces intervalles d'air sont doubles, aménagés à l'intérieur de deux paires de plaques polaires. (Fig.II_1)

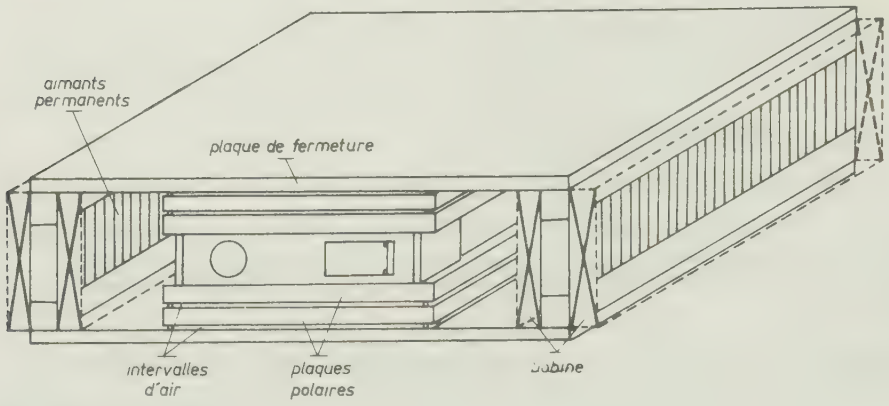


Fig. II.1 - Spectrographe semi-circulaire.
Circuit magnétique.

L'aimantation est produite à l'aide de bobines entourant les deux rangées d'aimants. L'ensemble était porté au champ désiré en faisant passer dans les bobines un courant continu produit par la décharge d'une batterie de condensateurs (banc d'aimantation Matériel Magnétique). La mesure du champ étant suivie au cours de l'aimantation à l'aide d'une sonde semi-conductrice à effet Hall placée dans le champ et reliée à un gaussmètre.

Le champ magnétique est obtenu par une aimantation soigneuse en suivant un cycle à peu près analogue à celui décrit par P. Paris et G. Seige (PA 65), mais comprenant un nombre plus important de cycles d'hystérésis fait d'environ six aimantations et désaimantations successives de valeurs absolues décroissantes et finissant par une légère désaimantation. Dans certains cas, l'homogénéité était améliorée par des shims de fer doux placés sur des "plaques de correction" introduites dans les intervalles d'air situés entre les plaques de fermeture et les pièces polaires ; cette méthode a été décrite en détail précédemment (SE 66) et a donné une homogénéisation du champ de 1‰ .

L'enceinte à vide comprend plusieurs diaphragmes empêchant la diffusion des électrons sur les pièces polaires et limitant radialement le faisceau utile.

Le détecteur était dans tous les cas un film photographique dont le support était solidaire ou non du porte-source. Des volets longitudinaux permettaient d'avoir des temps d'exposition différents sur un même film.

Les porte-sources différaient d'un appareil à l'autre suivant les moyens de production des sources et seront décrits dans chaque cas ; on peut cependant noter que, dans tous les cas, nous utilisions la géométrie dite "à source large" pour laquelle la focalisation des électrons se fait dans le plan de la source et qui est plus commode lorsqu'on doit procéder à de nombreuses superpositions de sources.

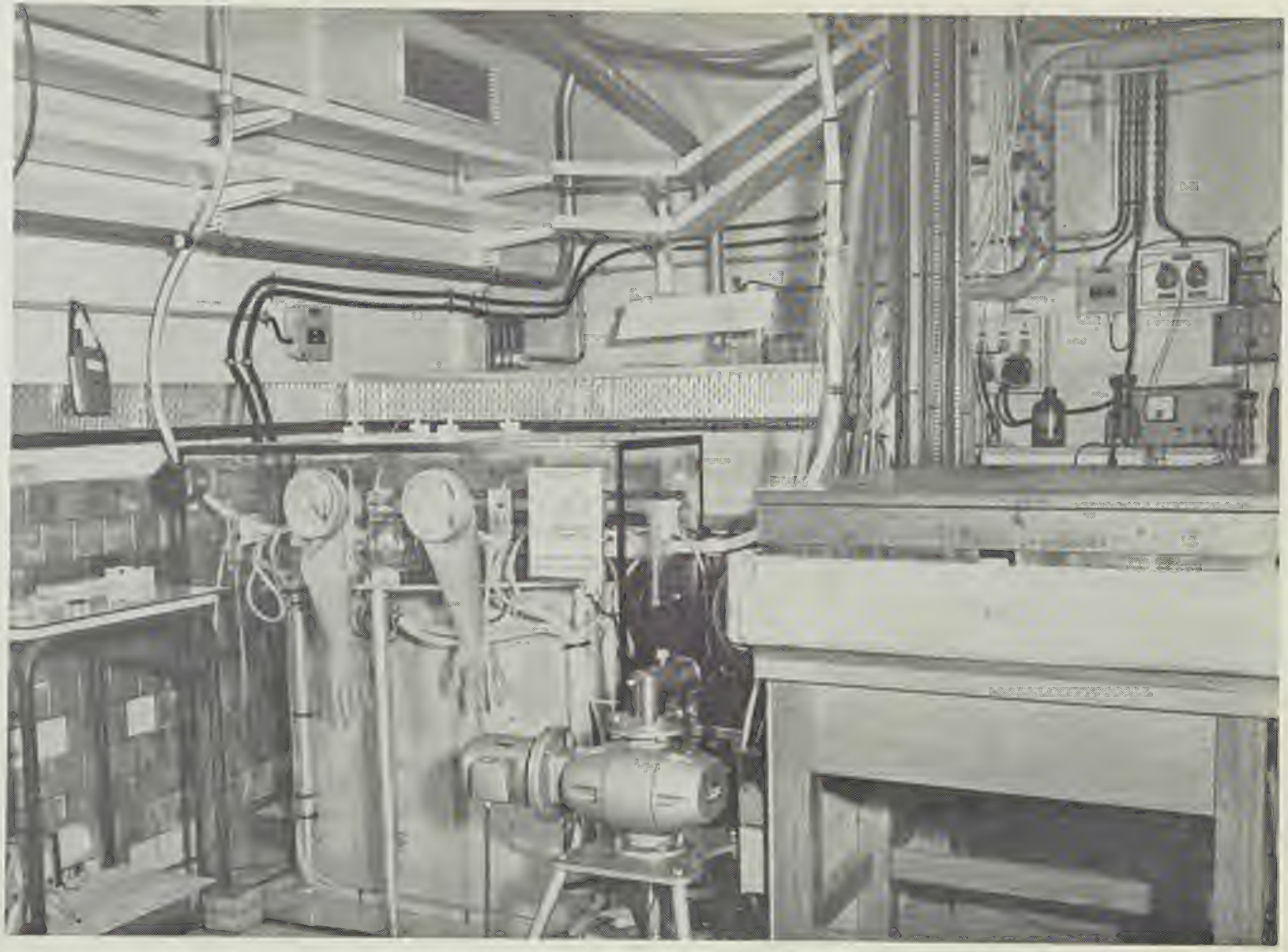


Fig. II.2 - Spectrographe "en ligne" SELRIS

2) Spectrographes installés auprès de réacteurs. (Réacteurs BR2 et Osiris)

Les sources étaient constituées par des cibles irradiées dans un réacteur à haut flux de neutrons thermiques (10^{14} à $1,4\ 10^{14}$ n/cm² sec), l'isotope recherché étant produit par réaction (n,γ). Les cibles étaient constituées de dépôts minces de quelques $\mu g/cm^2$ d'un certain isotope stable ou de période très longue déposé sur support d'aluminium ou de béryllium.

a - Spectrographe à sas (BR2, puis Osiris)

Ce spectrographe nous a servi à étudier des isotopes de période assez courte (^{155}Sm, T = 23 mn (WI 68a)(WI 68b) ; ^{233}Th, T = 23 mn (SE 68a, SE 68b, SE 70) ; ^{243}Pu, T = 5 h (SE 72b) ; ^{239}Np, T = 23 mn (SE 72c)). Nous ne parlerons ici que des résultats concernant le ^{233}Th.

Le porte-source est séparé de l'ensemble porte-film et du reste de la chambre à vide par l'intermédiaire d'un sas. On peut ainsi renouveler (jusqu'à 50 fois) les sources en conservant le même film détecteur. Le temps séparant la mise en place de la source du début de la pose est de 1 mn dans le cas où l'on n'utilise pas de préaccélération et de 5 mn dans le cas d'une préaccélération de 18 kV.

b - Le spectrographe "en ligne" d'Osiris "SELRIS". (fig. II_2)

Ce spectrographe est destiné à étudier des isotopes de période très courte (jusqu'à 1 seconde). Il est relié au réacteur à haut flux Osiris par un convoyeur pneumatique à section rectangulaire. Un schéma de l'ensemble du convoyeur et du spectrographe est représenté sur la figure II_3.

Le détecteur, le circuit magnétique et l'enceinte à vide de ce spectrographe sont classiques (voir A I).

La partie de conception nouvelle est constituée par :

- Le convoyeur comportant le tube pneumatique avec le système de mise en pile, le chargeur de navettes et le porte-source du spectrographe. (Fig. II_2)

- Le système de télécommande entièrement automatisé à l'aide d'électrovannes commandées pneumatiquement par un système programmable.

Les sources sont constituées d'une couche mince (quelques $\mu g/cm^2$) d'un isotope stable donné déposé (par évaporation sous vide, électrospraying, etc) sur une plaque de béryllium CR Péchiney. Les plaques (2 x 18 mm²) sont maintenues dans une navette en nylon Technyl qui circule dans le convoyeur à section rectangulaire. Le contact avec la feuille de béryllium est assuré par une tige de béryllium de diamètre 2 mm perçant le bouchon de la navette. (fig. II_4)

1°) Le convoyeur pneumatique est en aluminium AG3 de section rectangulaire permettant la mise en position précise de la navette contenant l'échantillon activé. Il se compose essentiellement de trois parties :

Le chargeur - système rotatif à barillet à douze positions servant à stocker les navettes à irradier et à les envoyer en position d'irradiation. La présence d'une navette arrivant dans le chargeur est contrôlée par un microcontact. Le tube du

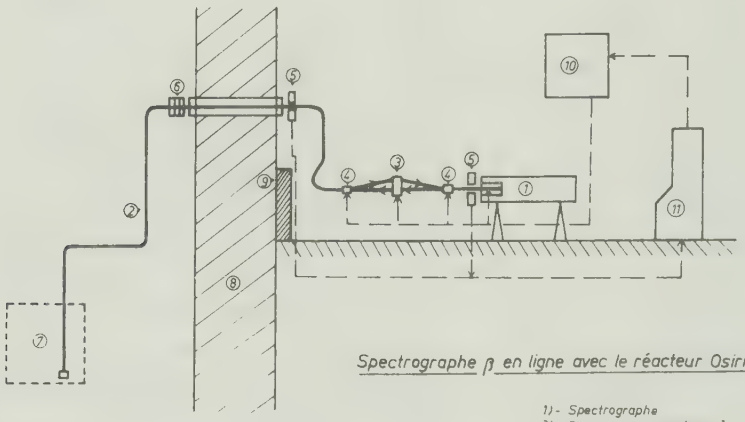


Fig. II.3 - Spectrographe "en ligne" SELRIS
Schéma d'ensemble.

convoyeur, situé de part et d'autre du chargeur, aboutit à deux aiguillages symétriques fermant le circuit d'évitement formé par le chargeur et les deux sections de tube y aboutissant. L'un de ces aiguillages est orienté vers le réacteur, l'autre vers le porte-sources du spectrographe.

La commande de ces aiguillages est effectuée par des vannes pneumatiques contrôlées par microcontacts. Des cellules photoélectriques de contrôle sont placées sur le tube convoyeur, devant des fenêtres en plexiglass situées près des aiguillages.

- La partie "en pile" - se compose d'une portion de tube pneumatique allant d'un "bouchon" pratiqué dans l'enceinte de la pile jusqu'au poste d'irradiation ; celui-ci comporte un système de refroidissement de la navette par air. Une cellule photoélectrique permet le contrôle du temps d'irradiation.

Toute la portion de tube pneumatique placée en aval du bouchon est sectionnable sous l'eau du réacteur et interchangeable en cas d'incident (navette mal refroidie ou coincée à l'intérieur du tube). Ces incidents sont par ailleurs évités par l'admission, en cas de blocage d'une navette, d'une pression de 7 bars de CO_2 .
Le temps de transit est de 1,2 seconde.

Le porte-source du spectrographe (fig. II_4) est constitué par un bloc (actuellement en laiton, mais qui doit être refait en nylon pour permettre une préaccélération plus importante des électrons). Ce bloc reçoit le piston qui met la navette en position. Le piston en nylon effectue un déplacement horizontal de 200 mm grâce à quatre poussées pneumatiques (deux dans chaque sens) sur son épaulement ; le contrôle est assuré par deux micro-contacts.

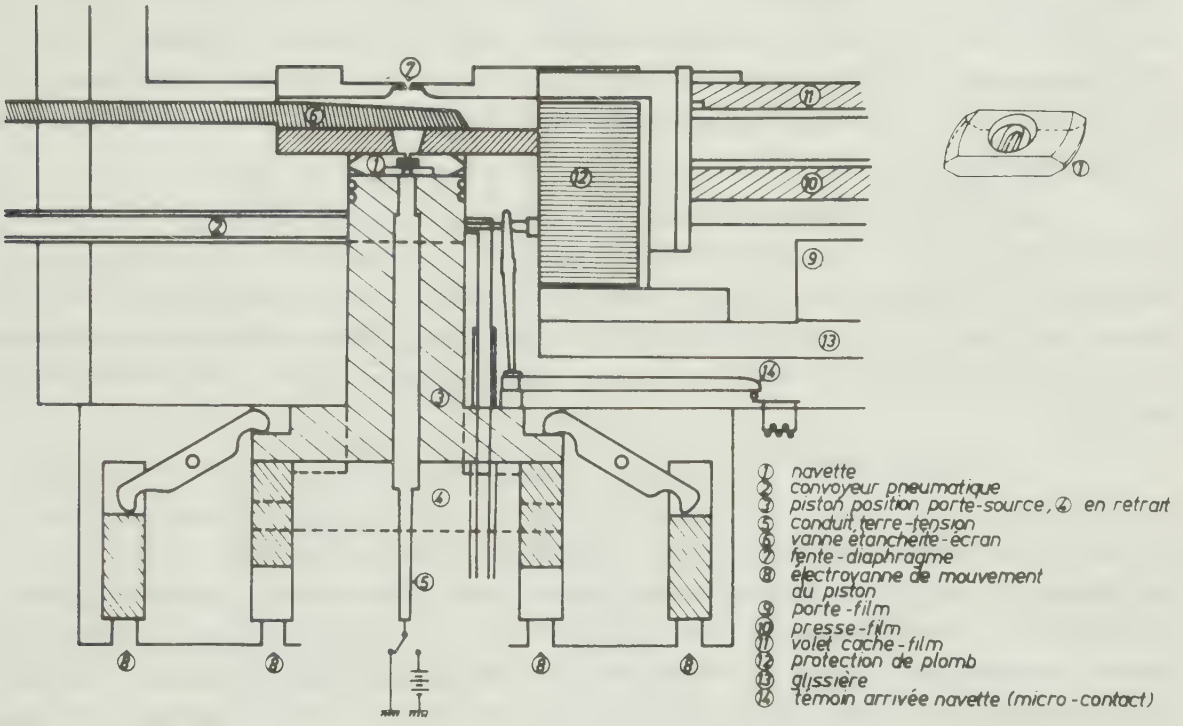


Fig. II.4 - Spectrographe "en ligne" SELRIS - Porte-source.

Une vanne-tiroir ferme le sas constitué par le bloc mentionné ci-dessus et une glissière comportant une fenêtre de 22 x 5 mm² pour diaphragmer le dépôt irradié. Cette vanne est, comme les autres éléments, commandée par électro-vanne pneumatique avec contrôle du déplacement par micro-contacts. Le sas est prévidé par une pompe à palettes et une pompe Roots qui fonctionnent en permanence.

La mise de la source, soit à la terre, soit à la haute tension dans le cas d'une préaccélération, est assurée par une tige de laiton de diamètre 4 mm qui fait contact avec la navette lorsque celle-ci est en position dans le piston ; elle est automatiquement en retrait lorsque la navette s'introduit dans son logement. La présence de la navette est signalée, elle aussi, par micro-contact.

2°) Le système de télécommande

La mise en position d'irradiation, puis d'exposition, l'orientation des aiguillages, l'ouverture du volet cache-film assurant le début de la pose, puis le fonctionnement des volets de période, les différents contrôles tout au long du cycle (asservissement de la préaccélération, puis du début de la pose, au vide mesuré par une jauge, contrôle du temps de transit de la navette etc ...) sont assurés avec l'intermédiaire d'électro-vannes à air comprimé par une armoire de télécommande à relais électriques (Télémécanique Electrique). La télécommande autorise chaque séquence, c'est-à-dire chaque série d'ordres, après contrôle de la séquence précédente. Un tableau synoptique permet de suivre le déroulement des différentes opérations ainsi que la localisation des incidents éventuels.

Trois programmes différents sont utilisables actuellement selon que l'on veut irradier une même navette n fois, ou deux navettes alternativement, l'une étant en position d'irradiation tandis que l'autre est en position de comptage (l'alternance se faisant par l'intermédiaire du circuit d'évitement en parallèle avec le chargeur à barillet), ou 6 ou 12 navettes se succédant et étant mises en attente après irradiation et exposition.

Les programmes, grâce à leur conception très souple, peuvent facilement être modifiés. En effet le circuit de programmation est composé d'une matrice à barres croisées. Les colonnes représentent les ordres ainsi que les contrôles d'exécution et les temporisations, et les lignes figurent les séquences, c'est-à-dire un certain nombre d'ordres donnés en même temps. Le contact entre un ordre et une séquence donnés est fait par l'intermédiaire d'une fiche placée à leur intersection. On notera que, pour chaque séquence, un ordre obligatoire consiste en la vérification de la séquence précédente.

En cas de coupure de courant, toutes les électrovannes sont bloquées dans des positions telles que la navette revient automatiquement dans le chargeur.

3) Spectrographe installé auprès du synchrocyclotron du CERN.

Les sources étaient produites au séparateur d'ISOLDE en ligne avec le synchrocyclotron de 600 MeV du CERN.

La cible est constituée de 300 g de plomb métallique irradié d'une manière continue par le faisceau de protons (I = 0.05 à 0,1 μA). Les isotopes de mercure sont produits essentiellement par réaction (p, 3pxn) , et aussi comme produits de désintégration des autres réactions produites dans la cible. Le mercure est continuellement évaporé sous vide de façon sélective, la cible étant maintenue à 700°C, et transféré sous forme gazeuse dans la source d'ions du séparateur. Les différents isotopes de

mercure sont alors séparés dans le séparateur et atteignent le collecteur, deux isotopes adjacents étant alors distants de 9 mm.

Le spectrographe, actuellement "hors ligne" d'Isolde

Ce spectrographe, de type classique, fonctionne actuellement "hors ligne" pour l'étude d'isotopes de période supérieure à 30 minutes, mais son porte-source est conçu de façon à pouvoir être ultérieurement utilisé "en ligne". La source provenant du séparateur sera alors déposée sur un ruban magnétique et ce ruban magnétique mis en position à l'intérieur du porte-source. Des essais de mise en position ont déjà été faits sur ce spectrographe qui a été réalisé par M. Stompfler à Strasbourg ; la reproductibilité de la mise en position de la source est de 2/10 mm.

Ce spectrographe est destiné à fonctionner en ligne au CERN lorsque le flux du synchrocyclotron sera décuplé. Il est pour l'instant utilisé hors ligne, le porte-source étant classiquement solidaire du porte-film. Les sources sont collectées sur une plaque d'aluminium qui est retirée manuellement du séparateur par l'intermédiaire d'un sas et découpée aux dimensions du porte-source.

4) Emulsions photographiques et dépouillement des spectres d'électrons.

a - Emulsions

Nous avons employé deux types différents d'émulsions : d'une part, le film Ilford Ilflex G bicouche, les deux couches étant épaisses de 12,5 μ chacune et séparées par un support plastique de 200 μ. Il avait été primitivement utilisé pour sa rapidité et pour le fait qu'au delà de 180 keV les électrons traversent la seconde couche ce qui peut être intéressant pour les faibles intensités. Plus tard, nous lui avons préféré le film Kodirex monocouche d'épaisseur 12 μ sur support plastique. Le film monocouche donne des raies plus fines, n'ayant pas subi de diffusion dans le support séparant les deux couches ; il est à peine moins rapide que le film bicouche Ilford, mais possède un grain plus fin. D'autre part, nous avons pu vérifier que le support ne subissait pas d'allongement lors du développement et qu'il n'y avait pas lieu de faire de correction pour la lecture des énergies des raies, ce qui rendait les mesures plus précises.

Afin d'effectuer des mesures d'intensité de noircissement, nous nous sommes servi, pour le film Ilford, des courbes expérimentales de F. Gautier (GA 66). Aucune courbe de ce genre n'existant pour le film Kodirex, nous avons tracé une courbe d'efficacité expérimentale en utilisant une source de ^{239}Np produite au réacteur d'Osiris et dont les intensités électroniques relatives avaient été mesurées par Ewan et al. (EW 57, EW 59) avec un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ sans fer. Cette courbe est reproduite sur la figure II$_5$. On peut remarquer, par comparaison avec l'efficacité du film Ilford Ilfex G (GA 66), que le maximum correspondant à la traversée de la première couche du film est déplacé pour le film Kodirex de 80 à 60 keV, conséquence de la différence de nature des deux émulsions.

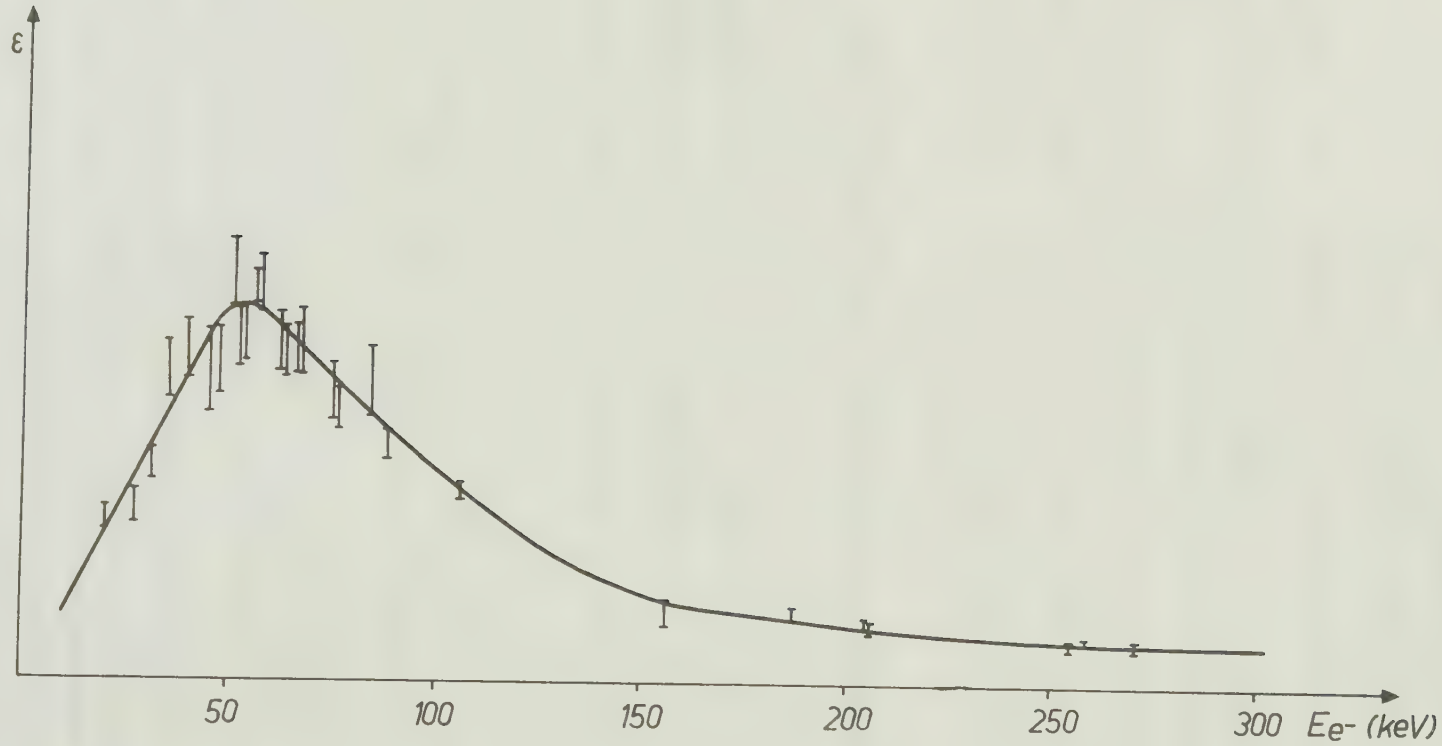


Fig. II.5 - Efficacité du film Kodirex monocouche.

b - Détermination de l'énergie des raies d'électrons.

Le bord du support porte-film est muni d'une série de crans dont les distances avec la source ont été mesurées au comparateur avec une précision de 2/100 mm. Les intervalles séparant ces crans étaient éclairés pendant environ 1 seconde par une lampe rouge avant l'exposition et servaient de repères de distances (et éventuellement à faire une correction d'allongement dans le cas du film Ilford).

Les distances des raies d'électrons par rapport à ces repères étaient mesurées avec un comparateur d'Abbe (Zeiss Iena).

Afin d'avoir une bonne précision sur l'énergie, nous procédions, pour un film, à une superposition des raies à mesurer avec celles d'une source étalon (RdTh) puis nous faisions pour les autres films des auto-étalonnages en prenant les raies bien mesurées comme étalons d'énergie.

Un programme de l'Univac 1106 calculait alors, à partir de l'étalonnage, la valeur moyenne du champ pour chaque énergie, puis les énergies des raies d'électrons à partir des distances mesurées ; il dressait enfin un tableau en faisant la somme de ces énergies avec les énergies de liaisons possibles des différentes sous-couches électroniques.

c - Détermination des intensités des raies d'électrons.

Les densités de noircissement étaient analysées à l'aide d'un microdensitomètre Vassy (Compagnie des Compteurs).

Nous évitions les effets dus à la saturation photographique en ne mesurant sur un même film que les raies les moins intenses et en procédant à différentes expositions de durées inférieures pour mesurer les autres.

Dans les cas de superposition de raies, les différentes composantes étaient analysées avec un résolveur de courbes (Dupont de Nemours).

B - AUTRES SPECTROMETRES β.

1° Spectromètres à double focalisation

- Nous avons utilisé au CERN un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ avec fer de rayon 18 cm ayant un compteur Geiger comme détecteur [AR 55]. La résolution utilisée variait de 0.3 % à 1% avec des transmissions du même ordre.

- Nous avons observé des électrons de très basse énergie avec le $\pi\sqrt{2}$ sans fer de rayon 21 cm de Grenoble (I.S.N.) [MO 54], dont le pouvoir séparateur théorique est de $3.1\ 10^{-3}$. Le détecteur était un compteur Geiger à fenêtre mince.

2° Détecteurs Si(Li)

Nous avons mesuré, à Orsay et au CERN, la partie haute énergie des spectres d'électrons avec des jonctions au silicium possédant des résolutions de l'ordre de 3 keV.

C - SPECTROMETRIE γ

Nous avons effectué des spectres γ directs avec différents détecteurs Ge(Li) , certains étant équipés de préamplificateurs dont le premier étage était refroidi. Les chaines d'analyse étaient en général constituées d'un amplificateur Tennelec équipé d'un pôle zéro. Le dépouillement des spectres se faisait, soit par une décomposition classique à l'aide du résolveur de courbes Dupont de Nemours, soit par ordinateur avec les programmes LABSPEC (AS 69) ou SAMPO (RO 69) . Ces deux programmes effectuent un ajustement optimum des pics photoélectriques à l'aide de gaussiennes (gaussiennes simples pour le premier, gaussiennes prolongées de chaque côté pour des exponentielles variant selon l'énergie pour le second).

D - SPECTROMETRIE γ - γ

Nous avons réalisé plusieurs séries de coïncidences γ - γ bidimensionnelles avec des diodes Ge(Li) . Les unes étaient effectuées avec la géométrie la plus proche (les deux détecteurs étant face à face) qui abaisse le taux de coïncidences fortuites par rapport aux coïncidences vraies. Dans d'autres expériences, la géométrie dite "à 90 degrés" était employée pour éliminer les pics de rétrodiffusion. Chaque dispositif sera décrit à l'occasion des expériences correspondantes.

Le dépouillement était toujours effectué de façon identique à l'I.B.M. 360-50 de l'I.P.N. à Orsay.

On analysait d'abord les résultats qualitativement à l'aide d'un microdessin ("Nucart (JE 69) tracé par traceur digital Benson. Le nombre de coups par canal (x,y) était représenté selon une échelle logarithmique par une teinte plus ou moins foncée suivant l'intensité. On disposait d'une échelle de huit teintes différentes pouvant être répétée quatre fois. Un exemple de ce tracé est donné dans le cas du ^{233}Pa(fig.III$_7$) (on remarque la rétrodiffusion très facilement identifiée et distinguée des coïncidences vraies grâce au "Nucart").

Les résultats étaient alors traités d'une manière quantitative. On traçait les "tranches" représentant des coupes dans la surface bidimensionnelle. Quelques canaux, centrés sur un pic, étaient sommés et on traçait linéairement la courbe correspondante dans l'autre voie. Nous utilisons généralement le programme TRABOUL (HU 70) pour tracer la courbe considérée, puis une courbe sommée sur des canaux à côté du pic, puis

la différence entre ces deux courbes. Des exemples sont représentés fig. III_8 .

E - MESURES DE VIES MOYENNES

Nous avons utilisé au CERN un spectromètre Gerholm à doubles lentilles magnétiques. Ce spectromètre permet de sélectionner les énergies en conservant une grande transmission, ce qui est important pour les mesures de coïncidences.

Pour les coïncidences électron-électron, l'appareil était constitué de deux spectromètres placés face à face avec un système de vide commun, la source étant située au milieu de l'ensemble (GE 63). Chacun des deux spectromètres avait une transmission d'environ 3% et des résolutions allant de 1.3 à 3% pour des sources de diamètre 2 à 5 mm.

Les bobines étaient entourées de fer de façon à limiter le champ magnétique à l'intérieur de chaque spectromètre. Leurs valeurs pouvaient donc être choisies indépendamment. Il était possible d'appliquer des tensions d'accélération de l'ordre de 30 kV (MA 67a). Les électrons étaient détectés à l'aide de scintillateurs plastiques.

Dans le cas des coïncidences $e^- - \gamma$, un seul spectromètre était utilisé et des scintillateurs plastiques servaient à détecter les γ .

CHAPITRE III

NIVEAUX DU PROTACTINIUM 233 OBTENUS PAR LA DESINTEGRATION β^- DU THORIUM 233

A - HISTORIQUE

Les niveaux de ^{233}Pa peuvent être obtenus, soit par la désintégration α du ^{237}Np (2, 2 10^6 a.), soit par la désintégration β^- du ^{233}Th (23 mn).

La désintégration du ^{237}Np avait été étudiée par Asaro et al.[AS 56] puis par Baranov et al.[BA 62], puis plus récemment par d'autres équipes dont nous citerons le travail ultérieurement. Par voie α on peut alimenter jusqu'au spin $\frac{11}{2}$, mais on n'atteint pas de niveau supérieur à 365 keV avec une intensité suffisante pour en permettre l'étude.

Inversement, par la désintégration du ^{233}Th, on alimente les niveaux jusqu'à plus de 1 MeV (q_{β^-} = 1245 keV), mais les niveaux atteints ont des spins qui ne dépassent pas $\frac{7}{2}$.

Nous avons étudié cette dernière désintégration d'abord à BR_2 (Mol) puis à Osiris (Saclay).

Lorsque cette étude a commencé en 1967, les seuls travaux existant étaient antérieurs à 1960 et avaient été réalisés avec des scintillateurs INa, et donc une résolution bien inférieure à celle atteinte depuis la découverte de la nouvelle génération de détecteurs semi-conducteurs. Des travaux non publiés de Freedman et al.[FR 58] sont cités par Hyde [HY 64] qui mentionne 12 transitions. D'autre part, Asaro et al.[AS 60] reportent les travaux de Stephens et al.[ST 56] pour les électrons de conversion des transitions E1 de 29 et 86 keV.

Nous avons commencé par étudier les spectres directs γ avec un détecteur Ge(Li) et les spectres d'électrons de conversion avec un spectrographe semi-circulaire avec préaccélération[SE 68a, SE 68b] ce qui a permis de décupler le nombre de transitions connues. Nous ne donnions alors que l'emplacement des transitions les plus fortes et les niveaux de la bande de rotation fondamentale. Une expérience de coïncidences γ-γ avec deux diodes Ge(Li) a paru alors nécessaire pour poursuivre ce travail.

Parallèlement, Browne et Asaro (BR 67, BR 68) étudiaient la désintégration $^{237}Np \rightarrow {}^{233}Pa$ et réalisaient des coïncidences α-γ et α-e^- . Ils mettaient en évidence par l'étude des facteurs $F\alpha$* l'emplacement de la bande favorisée $\frac{5}{2}+(642)$ et, comme conséquence la position des deux premiers niveaux de la bande $\frac{3}{2}+(651)$.

Peu après, un certain nombre d'équipes différentes ont repris l'étude du ^{233}Th en spectrométrie γ (FE 69, HO 69, VA 69, MA 70) et avec des coïncidences γ-γ NaI - Ge(Li) (HO 69). Hoekstra et Wapstra (HO 69) ainsi que Vara et Gaeta (VA 69), qui ont de plus étudié parallèlement la désintégration de ^{237}Np, donnent cependant des schémas de niveaux notablement différents.

Nous avons réalisé (SE 70) une première expérience de coïncidences γ-γ bidimensionnelles Ge(Li) - Ge(Li) rendue nécessaire par la grande densité de transitions et nous avons construit un schéma de niveaux permettant de trancher entre les résultats des deux derniers travaux (HO 69, VA 69). Nous avons en outre, pu donner, grâce aux mesures de multipolarité, de nouvelles attributions aux niveaux.

Depuis,une autre expérience γ - γ a été réalisée pour mieux observer les transitions de haute énergie.

B - PREPARATION DES SOURCES

Les dépôts pour spectrographie β ont été préparés au Bureau Central de Mesures Nucléaires de Geel (Belgique),d'une part par vaporisation dans un champ électrique (LA 62) d'une solution d'acétate de thorium sur des feuilles d'aluminium et de béryllium, d'autre part, par une méthode d'évaporation sous"lévitation"par chauffage du métal à haute fréquence (VA 65) ; les épaisseurs allaient de 2 $\mu g/cm^2$ à 70 $\mu g/cm^2$. Pour éviter la contamination, les sources les plus épaisses (utilisées pour le spectre de haute énergie) avaient été recouvertes de 7 $\mu g/cm^2$ d'aluminium volatilisé.

Ces dépôts étaient irradiés dans les réacteurs BR_2 de Mol, puis Osiris de Saclay avec des flux allant de 1,2 à $1,4.10^{14}$ $n/cm^2 sec$. La période des rayonnements était vérifiée à l'aide d'ouvertures et fermetures successives, pour chaque source, des volets de période du porte-film.

Les sources pour spectrométrie γ étaient tout d'abord constituées de poudre de nitrate de thorium "nucléairement pur" (B.C.M.N.) enveloppée d'aluminium et irradiée

---

* Le facteur d'empêchement $F\alpha$ est le rapport entre la période de désintégration et la période déterminée par la loi de Geiger-Nuttal ($Log_{10}\ T = A(q)^{-\frac{1}{2}} + B$) ajustée sur les transitions α fondamentales des noyaux pairs-pairs.

dans le réacteur EL3 de Saclay avec un flux de 2.10^{12} n/cm² sec. puis dans le réacteur Osiris avec un flux de 2.10^{13} n/cm² sec. Ensuite nous avons irradié du chlorure de thorium sous forme pulvérulente enveloppé d'aluminium dans les navettes du convoyeur pneumatique d'Osiris avec un flux de $1,4\ 10^{14}$ n/cm² sec.

Pour certaines mesures, le protactinium était extrait toutes les 20 mn par une solution d'isopropylphénylcétone dans un milieu HCl 10 N.

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Spectrométrie γ directe.

Le spectre direct a d'abord été étudié avec un détecteur Ge(Li) de 3 cm³ attaqué par la tranche qui avait primitivement une résolution de 1,9 keV à 100 keV (SE 68a); puis cette jonction a été retraitée et pourvue d'un nouveau pré-amplificateur à T.E.C. refroidi, ce qui a amélioré sa résolution jusqu'à 0,9 keV, et nous avons repris dans ces conditions l'étude de certaines transitions mal séparées dans le premier stade.

La chaîne d'analyse était classique (amplificateur Tennelec, pôle zéro (MA 67b), bloc mémoire 4096 canaux Intertechnique).

Le spectre de basse énergie (< 300 keV) a été enregistré avec un écran de 3 mm d'oxyde de béryllium devant la source afin de réduire l'intensité du spectre β^-. Le spectre de haute énergie a été enregistré avec un écran (1 mm Pb, 4 mm Cu, 1 mm Al). Cet écran, réduisant les pics très intenses d'énergie inférieure à 100 keV, permettait d'augmenter l'activité des sources en conservant le même temps mort, et donc de faire apparaître de façon plus intense les pics de haute énergie dont la plupart représentent moins de 0.1% de l'activité totale.

Quatre enregistrements successifs de 23 mn étaient effectués afin de vérifier la période de chaque rayonnement et de détecter les éventuels produits de fission. La comparaison de ces comptages nous a permis de vérifier que la seule période différente provenait du descendant, le ^{233}Pa de période 27 jours.

La figure III.1 présente le spectre γ. Dans le tableau III.1 les énergies et intensités γ des transitions sont comparées aux résultats des autres auteurs. Nous avons complété ce tableau par la mention de certaines transitions qui n'ont été observées que par leurs raies d'électrons.

Les intensités sont données en % de désintégration totale. Elles sont normalisées par rapport aux mesures absolues de Freedman et al. (FR 60), ce qui revient à supposer une alimentation β^- de 87% vers le niveau fondamental.

On remarque le bon accord des résultats ultérieurs avec nos valeurs. La divergence des valeurs d'intensités avec les résultats de Fettweiss (FE 69) provient vraisemblablement du fait qu'il n'a pas tenu compte de l'autoabsorption dans la source (ce qui se remarque aussi, mais dans une mesure moindre pour Hoekstra et Wapstra (HO 69). On note le désaccord quasi-total des résultats de Vara et Gaeta (VA 69) qui

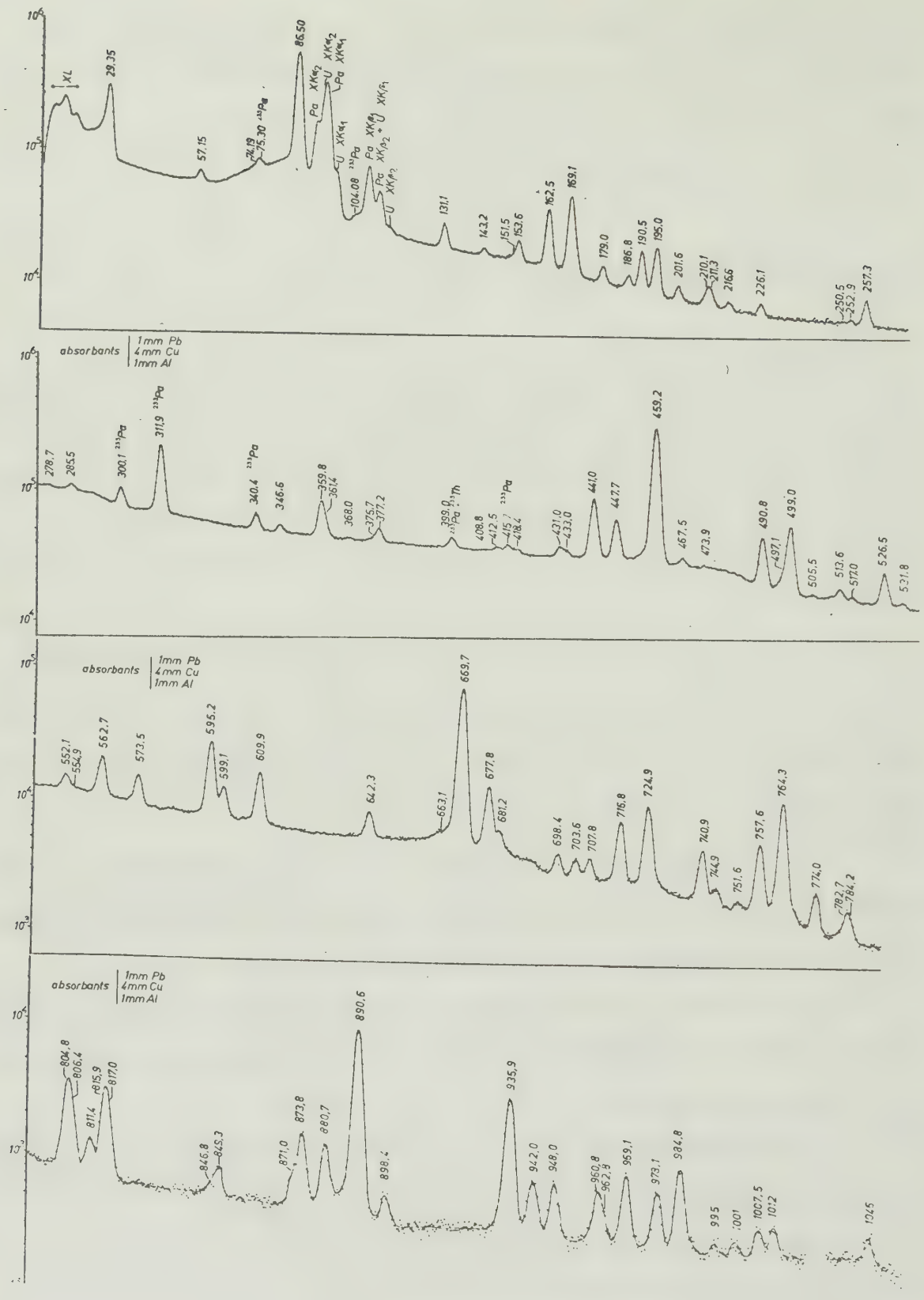


Fig. III.1 - $^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa$ - Spectre γ.

TABLEAU III 1

$^{233}Th \longrightarrow {}^{233}Pa$ - Spectre γ -

Fr (60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ(keV)	Eγ (keV)	Iγ
		6.68[a] ±0.05								
		8.22[a] ±0.05								
		17.4[a] ±0.05							16.43	
									19.77	
29.2	2.1	29.36 ±0.04	2.5			29.6±0.05	9.5(-1)		29.41±0.05	
		45.08[b] ±0.10								
56.7	0	57.15 ±0.04	5.4(-2)			57.1±0.1	6.1(-2)		57.14±0.05	2.1(-1)
		63.93[a] ±0.06								
		74.7 ±0.2	5.2(-2)					76.1	74.70±0.10	6.4(-2)
86.9	2.7*	86.50 ±0.05	2.7*	86.3±0.1	2.7*	86.6±0.1	2.7*		86.55±0.05	2.7*
		87.8[b] ±0.2	3(-1)	89.51±0.15	1.1			88.2	88.64±0.70	2.7(-1)
		94.7 ±0.2	8(-1)	93.97±0.10	5.5	94.5±0.5	8.8(-1)	94.5	94.60	9.2(-1)
				105.58±0.10	1.0(-1)	105.2±0.1	4.3(-2)	106.8		
		117.5[b] ±0.2	1.5(-3)							
		131.1 ±0.1	5.6(-2)	131.22±0.10	5.8(-2)	131.2±0.1	7.4(-2)		131.20±0.20	7.9(-2)
		143.2 ±0.1	1.4(-2)	143.36±0.20	1.2(-2)	143.35±0.05	2.0(-2)		143.38±0.20	2.4(-2)
		151.5 ±0.2	9(-3)							
		153.6 ±0.2	6.6(-2)	153.74±0.10	7.1(-2)	153.5±0.1	6.2(-2)		153.54±0.20	7.7(-2)
		162.5[c] ±0.1	3.2(-1)	162.7 ±0.10	3.1(-1)	162.7±0.1	2.8(-1)	161.9	162.55±0.10	3.0(-1)

Pr(60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ(keV)	Eγ (keV)	Iγ
171	7(-1)	169.1 ± 0.2	3.4(-1)	169.36±0.10	5.0(-1)	169.4±0.1	4.7(-1)	170.3		
		170.7 ±0.3	1.3(-1)	171.32±0.30	7.1(-2)	171.2±0.3	1.4(-2)			
									176.17±0.40	8.6(-3)
		179.0 ± 0.2	3.8(-2)	179.32±0.10	3.3(-2)	179.1±0.1	5.4(-2)		179.18±0.30	4.1(-2)
		186.8 ± 0.2	3.4(-2)	186.13±0.15	5.8(-2)	186.8±0.1	2.3(-2)		186.88±0.30	3.9(-2)
195	3(-1)	190.54± 0.08	1.3(-1)	190.72±0.10	1.7(-1)	190.7±0.1	1.6(-1)	191.2	190.59±0.20	1.5(-1)
		195.0 ± 0.2	1.6(-1)	195.08±0.10	2.3(-1)	195.00±0.05	1.8(-1)		195.00±0.20	1.9(-1)
		201.6 ± 0.2	3.1(-2)	201.77±0.15	4.2(-2)	201.75±0.1	3.1(-2)		200.99±0.30	2.8(-2)
		210.6 ±0.2	3.5(-2)						210.1 ±0.3	3.2(-2)
		211.3 ± 0.2	1.9(-2)						211.3 ±0.3	3.2(-2)
		216.6 ± 0.2	1.5(-2)	216.92±0.20	1.2(-2)	216.9 ± 0.2	5.5(-2)		216.7 ±0.3	1.8(-2)
		226.1 ± 0.2	2.3(-2)	226.23±0.10	4.2(-2)	226.3 ± 0.1	2.6(-2)		226.2 ±0.2	2.6(-2)
								239.6		
		246.0[b] ±0.3								
		250.5 ± 0.3	4.7(-3)							
		252.9 ± 0.3	1.2(-2)						252.5 ±0.5	1.1(-2)
253		257.3[d] ±0.15	6.8(-2)	257.45±0.10	1.5(-1)	257.4 ± 0.1	8.5(-2)		257.30±0.4	8.1(-2)
		278.7 ± 0.4	7.8(-3)					278.0	279.0 ±0.4	
		285.5 ± 0.3	2.1(-2)	284.99±0.20	4.8(-2)					
				287.32±0.40	3.3(-2)					
								328.6		
		347.3 ± 0.3	1.2(-2)	347.51±0.3	6.6(-2)	347.6 ± 0.3	8.1(-3)		347.5 ±0.5	1.5(-2)
359		359.9 ± 0.1	1.2(-1)	360.09±0.10	3.9(-1)	359.9 ± 0.1	1.3(-1)		360.1 ±0.1	1.5(-1)

Fr(60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Eγ (keV)	Iγ
		361.4 ± 0.2	3.8(-2)					362.9	362.0 ± 0.6	4.3(-2)
		368.0 ± 0.3	4.7(-3)							
		377.0 ± 0.3	3.8(-2)	376.94±0.10	1.0(-1)	377.3 ± 0.2	3.2(-2)	377.2	377.2 ± 0.4	4.1(-2)
		398.8 ± 0.5	1.4(-2)	398.77±0.2	4.6(-2)	398.8 ± 0.2	2.3(-2)			
		408.8 ± 0.5	3.8(-3)							
		412.5 ± 0.5	1.3(-2)					413.8		
		418.4 ± 0.5	1.2(-2)							
		430.9 ± 0.4	2.3(-2)	431.62±0.10	1.7(-1)	431.9 ± 0.2	4.9(-2)		430.8 ± 0.6	2.6(-2)
		433.2 ± 0.4	1.5(-2)						433.1 ± 0.6	4.3(-3)
		435.0(b) ±0.5								
		441.0 ± 0.3	2.3(-1)	440.88±0.10	7.9(-1)	440.9 ± 0.2	2.7(-1)	441.5	440.97± 0.2	3.9(-1)
		447.7 ± 0.3	1.5(-1)	447.57±0.10	4.2(-1)	447.6 ± 0.2	1.4(-1)	445.3	447.60± 0.2	1.8(-1)
						454.2 ± 0.5	4.0(-2)			
453	1(0)	459.2 ± 0.2	1.4	459.10±0.10	4.2	459.2 ± 0.1	1.4	460.5	459.18± 0.2	1.7
		467.5 ± 0.3	1.8(-2)			467.8 ± 0.3	2.3(-2)			
		473.9 ± 0.5	3.5(-3)			473.8 ± 0.5	2.7(-3)			
		490.9 ± 0.3	1.7(-1)	490.7 ±0.10	4.6(-1)	490.7 ± 0.2	1.4(-1)	492.0	490.82± 0.2	1.5(-1)
		497.1 ± 0.4	2.1(-2)					496.5		
		499.0 ± 0.3	2.1(-1)	498.74±0.10	7.1(-1)	498.2 ± 0.2	1.9(-1)	500.0	498.94± 0.2	2.7(-1)
		505.5 ± 0.6	4.9(-3)							
		513.4 ± 0.4	2.0(-2)	513.17±0.20	1.8(-1)	513.6 ± 0.3	3.4(-2)	512.3	513.71± 0.4	2.1(-3)
		517.0 ± 0.4	6.8(-3)			517.5 ± 0.3	1.6(-2)			
		526.5 ± 0.2	6.3(-2)	526.3 ± 0.10	1.9(-1)	526.6 ± 0.2	6.4(-2)	528.0	526.58± 0.3	7.1(-2)
		531.8 ± 0.4	4.2(-3)			531.9 ± 0.3	9.5(-3)		531.22± 0.4	1.1(-2)

Pr (60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Eγ(keV)	Iγ
		552.1 ± 0.3	2.4(-2)	551.17±0.2	5.4(-2)	552.3 ± 0.2	4.7(-2)	553.5	551.89±0.6	2.6(-2)
		554.9 ± 0.5	3.5(-3)	553.78±0.25	3.3(-2)				554.4 ±0.7	8.6(-3)
		562.8 ± 0.4	7.0(-2)	562.56±0.10	2.2(-1)	562.6 ± 0.2	8.8(-2)	564.0	562.79±0.4	8.4(-2)
		573.7 ± 0.4	4.2(-2)	573.40±0.15	1.36(-1)	573.5 ± 0.3	4.3(-2)	576.9	573.76±0.4	4.3(-2)
								583.0		
590		595.2 ± 0.2	1.6(-1)	595.15±0.10	5.0(-1)	595.3 ± 0.2	1.2(-1)	596.0	595.3 ±0.4	
		599.1 ± 0.4	4.7(-2)	599.36±0.10	1.2(-1)	599.3 ± 0.2	4.1(-2)		599.13±0.4	4.7(-2)
		610.0 ± 0.3	8.5(-2)	609.89±0.10	2.4(-1)	609.9 ± 0.2	8.0(-2)	609.8	610.2 ±0.5	9.7(-2)
		642.3 ± 0.4	2.8(-2)	642.53±0.10	9.1(-2)	642.6 ± 0.2	2.8(-2)	641.9	642.39±0.4	3.0(-2)
								659.5		
		663.3 ± 0.5	2.4(-3)							
						665.0 ± 0.5	7(-2)			
670	2.5(-1)	669.8 ± 0.2	6.8(-1)	669.98±0.10	2.3	669.75±0.05	6.3(-1)	670.5	669.8 ±0.3	7.5(-1)
		677.8 ± 0.4	8.7(-2)	677.88±0.15	2.7(-1)	677.8 ± 0.3	8.2(-2)		678.0 ±0.4	9.4(-2)
		681.2 ± 0.6	1.8(-2)			682.6 ± 0.5	1.1(-2)	680.1	681.45±0.5	1.7(-2)
		698.5 ± 0.6	1.2(-2)	697.85±0.15	5.0(-2)	697.5 ± 0.5	9.5(-3)		698.7 ±0.6	1.3(-2)
		703.7 ± 0.6	1.1(-2)			703.6 ± 0.5	6.8(-3)		703.6 ±0.6	1.1(-2)
		708.0 ± 0.6	1.2(-2)			707.8 ± 0.5	6.8(-3)	707.9	708.0 ±0.6	1.1(-2)
		716.9 ± 0.4	5.6(-2)	716.78±0.30	2.0(-1)	716.7 ± 0.2	5.4(-2)	718.1	716.96±0.6	6.0(-2)
		725.0 ± 0.4	8.7(-2)	724.80±0.10	3.3(-1)	724.8 ± 0.2	8.1(-2)	724.0	725.1 ±0.6	9.0(-2)
		740.9 ± 0.4	3.1(-2)	740.87±0.15	1.1(-1)	740.9 ± 0.2	3.9(-2)	740.5	741.1 ±0.8	1.1(-2)
		744.9 ± 0.5	6.8(-3)							
		751.6 ± 0.6	2.4(-3)					751.0		
		757.8 ± 0.4	4.2(-2)	757.66±0.10	1.6(-1)	757.6 ± 0.2	4.2(-2)	757.0	757.81±0.7	4.7(-2)

Er(60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Eγ (keV)	Iγ
		764.4 ± 0.4	1.2(-1)	764.57±0.10	4.2(-1)	764.3 ± 0.2	1.1(-1)	763.1	764.51	1.2(-1)
		774.0 ± 0.4	1.4(-2)	774.38±0.20		774.2 ± 0.3	1.1(-2)	775.7	774.41±0.7	1.5(-2)
		782.7 ± 0.5	6.1(-3)	785.40±0.50	1.0(-1)	783.5 ± 0.3	8.1(-3)	785.0	783.71±0.7	1.3(-2)
		784.2 ± 0.5	4.9(-3)							
								792.2		
		804.8 ± 0.4	3.1(-2)	805.13±0.10	1.41(-1)	805.3 ± 0.2	3.4(-2)	801.0	805.57±0.6	5.6(-2)
		806.4 ± 0.5	1.3(-2)							
		811.6 ± 0.7	7.8(-3)	811.47±0.65	2.9(-2)	811 ± 1	6.8(-3)	811.9	811.8 ±0.7	1.1(-2)
		815.9 ± 0.4	2.8(-2)	816.25±0.10	1.5(-1)	816.2 ± 0.2	3.4(-2)		816.2 ±0.7	4.1(-2)
		817.0 ± 0.6	1.6(-2)							
				831.99±0.25	2.5(-2)	832.0 ± 0.3	8.1(-3)			
		846.8 ± 0.7	1.4(-3)	846.90±0.20	5.0(-2)	846.8 ± 0.3	1.1(-2)		846.8 ±0.8	1.5(-3)
		849.3 ± 0.7	4.7(-3)	851.79±0.80	2.1(-2)					
		870.7 ± 0.7	2.1(-3)							
		874.0 ± 0.5	8.2(-3)	873.81±0.15	6.6(-2)	873.8 ±0.3	2.0(-2)	873.0	874.24±0.8	2.1(-2)
		880.9 ± 0.5	7.8(-3)	880.04±0.20	3.7(-2)	880.6 ±0.3	1.4(-2)	879.5	881.3 ±0.8	1.5(-2)
895	1.4(-1)	890.1 ± 0.5	1.4(-1)	889.89±0.15	5.4(-2)	889.9 ±0.3	1.1(-1)	887.2	890.5 ±0.6	1.5(-1)
		898.4 ± 0.8	3.3(-3)							
						818.9 ±0.5	7(-3)			
		935.2 ± 0.7	4.9(-2)	934.79±0.10	1.7(-1)	935.6 ±0.3	4.3(-2)	931.0	935.4 ±0.7	5.4(-2)
		941.9 ± 0.8	7.8(-3)			942.3 ±0.5	6.8(-3)	939.5	942.6 ±0.8	8.6(-3)
		948.0 ± 0.8	7.5(-3)						948.7 ±0.8	8.6(-3)
						955.0 ±1	5.4(-3)			
		960.8 ± 0.8	6.8(-3)							

Fr(60)		Se(68) (présent travail)		Fe(69)		Ho(69)		Va(69)	Ma(70)	
Eγ(keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ (keV)	Iγ	Eγ(keV)	Eγ (keV)	Iγ
		962.8 ± 0.9	1.4(-3)			962.5 ± 1	6.8(-3)		961.6 ± 0.8	6.4(-3)
		968.2 ± 0.9	1.1(-2)			970.8 ± 2	4.1(-3)	966.5	969.8 ± 0.9	1.1(-2)
		978.3 ± 0.8	7.5(-3)			979.1 ± 1	8.1(-3)	976.8	978.62± 0.4	6.4(-3)
		985.0 ± 0.8	1.4(-3)						985.5 ± 1	1.5(-2)
		995 ± 1	9.4(-4)			993.5 ± 1	1.4(-3)			
		1001 ± 1	1.2(-3)							
		1007 ± 1	2.8(-3)							
		1011 ± 1	4.0(-3)							
						1026.5 ± 1	8.1(-3)			
						1092.5 ± 1	7 7(-3)			
		1146 ± 1	2.9(-3)			1143.5 ± 1	7(-3)			
						1201 ± 1	7(-3)			

a) Transitions uniquement observées par leurs raies d'électrons

b) Transitions uniquement observées dans les coïncidences γ - γ

c) Le pic de 162.5 keV contient deux transitions ainsi que l'ont montré les coïncidences γ - γ (Voir D)

d) Le pic de 257 keV contient deux transitions (D)

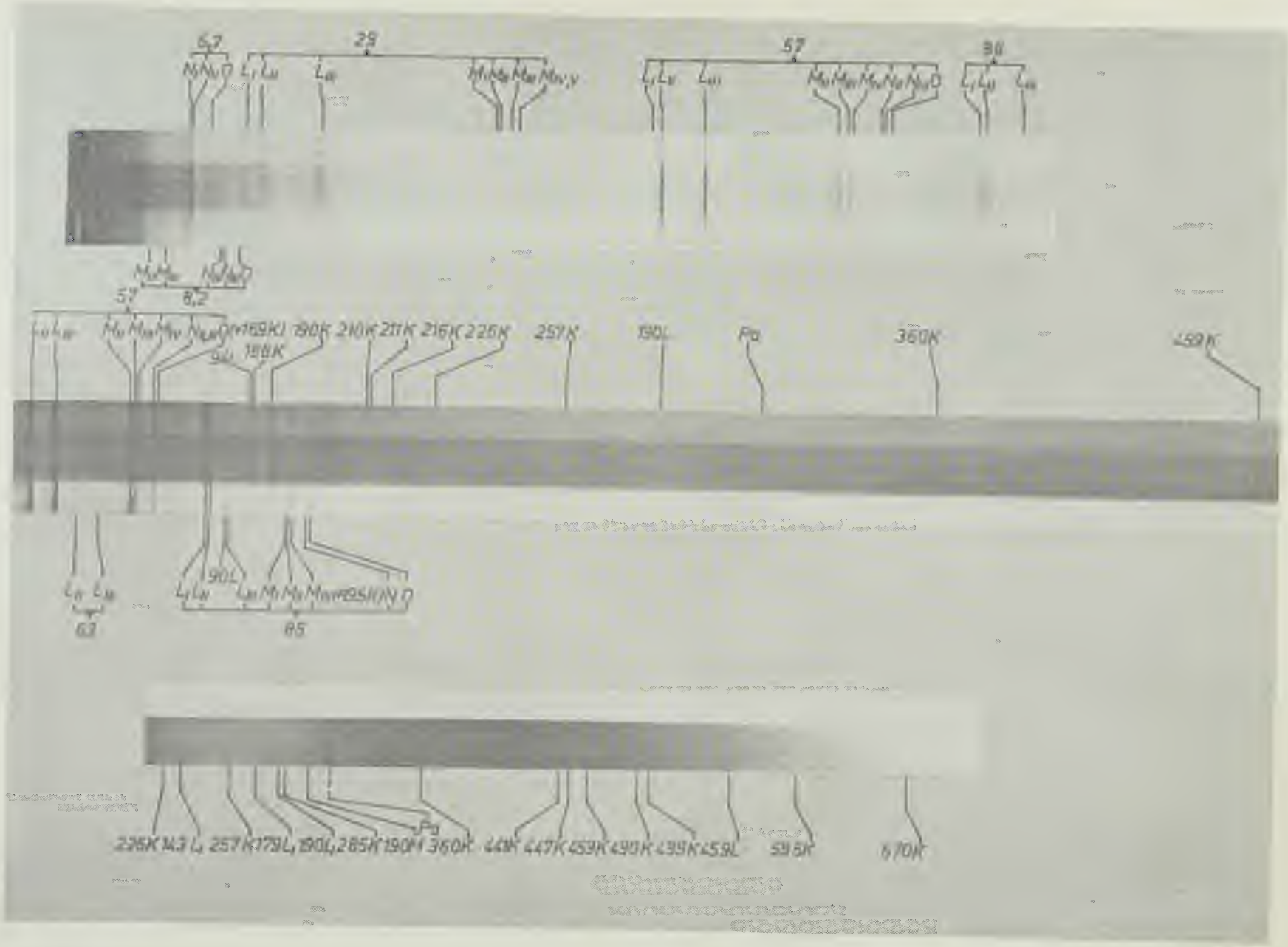


Fig. III-2 - $^{231}Th \rightarrow ^{231}Pa$ - Films plaqués avec des champs magnétiques de 57 gauss (V = 10 kV) : 123 pours et 241 pours

observent des transitions très faibles et ne voient pas des transitions importantes.

Récemment Von Egidy et al.[EG 71] ont mesuré avec un cristal courbe quelques-unes des transitions les plus intenses du spectre γ. Nous donnons ci-dessous leurs résultats qui sont en excellent accord avec nos mesures antérieures [SE 68a].

E γ (keV)		
194.90	±	0.05
440.96	±	0.07
447.77	±	0.3
459.26	±	0.06
499.20	±	0.3
669.64	±	0.2

2) Spectrométrie d'électrons

a) Spectrographe semi-circulaire.

Le spectre d'électrons de 0 à 670 keV a été observé avec un spectrographe à sas installé tout d'abord auprès du réacteur BR_2 à Mol, puis auprès de la pile Osiris à Saclay.

Le spectre de conversion interne est très difficile à observer car il est extrêmement peu intense en comparaison du spectre β continu (87% vers le niveau fondamental). On doit, de ce fait, procéder à une optimisation du noircissement des films et travailler avec une bonne dispersion. Il a été, en particulier, très difficile d'observer le spectre de 200 à 450 keV, région où l'intensité du spectre continu est maximum ; l'imprécision pour les raies faibles est de ce fait de 30 à 50% . D'autre part, nous n'avons pu observer que les raies dues à des transitions soit très intenses soit très converties et il a été difficile de mettre en évidence les raies L pour les transitions d'énergie supérieure à 200 keV.

Nous donnons dans les figures III_2 et III_3 des exemples de films obtenus ainsi qu'une portion de microdensitogramme.

Electrons de très basse énergie

Grâce à des préaccélérations de 10 kV et 14 kV, nous avons pu observer la totalité du spectre de basse énergie, depuis les électrons Coster-Krönig. A l'époque où nous avions réalisé ce spectre [SE 68b] nous avions essayé d'interpréter le spectre Auger L de ^{233}Pa (Z = 91) en comparant les intensités visuelles de nos films à celles qui avaient été observées pour les spectres Auger L d'éléments lourds, et en particulier, celui de ^{233}U (Z = 92) [AL 61]. Cela nous avait permis de mettre en évidence des raies que nous jugions être nucléaires d'après des considérations d'intensité et d'énergie. C'était le cas des raies de 5,30 et 5,47 keV, situées entre les spectres Auger M et L ; il est impossible d'interpréter ces raies comme des raies K , L ou M

(en effet, dans l'hypothèse d'une raie K, on devrait observer des raies L, très intenses, à une énergie où l'efficacité de l'émulsion est beaucoup plus forte ; de même dans le cas de raies L ou M, pour lesquels on devrait observer les groupes M et N respectivement). Nous avions donc interprété ces raies comme résultant de la conversion dans les couches N_I et N_{II} d'une transition de 6,68 keV dont on aperçoit la raie O au milieu du spectre Auger L. Le rapport d'intensité de ces raies, le fait qu'on n'aperçoive pas d'autre raie N, nous avait conduit à penser que cette transition était de multipolarité M_1, et qu'elle correspondait à la désexcitation du niveau $\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$ - (530) vers le niveau fondamental $\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}$ - (530) ; ce niveau était prévu d'après des mesures de structure fine α (ST 56, BA 62) mais sa désexcitation n'avait jamais été mise en évidence.

De même, nous avions observé 5 raies que nous attribuions à la conversion dans les couches M_{II}, M_{III}, N_{II}, N_{III} et $O_{II,III}$ d'une transition de 8,22 keV que nous plaçons entre deux niveaux de la bande $\frac{3}{2}$ + (651).

Depuis ces mesures, le spectre de basse énergie (comprenant les spectres Coster-Krönig, Auger M et L) du ^{234}Pa et celui du ^{231}Pa ont été observés à l'I.S.N. de Grenoble par A. Gizon et Godart. Ces spectres ont été réalisés avec un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ sans fer, de 50 cm de rayon, de très haute résolution, muni d'un système de préaccélération (JU 62). Nous avons comparé nos spectres avec ceux-ci et pu vérifier que toutes les raies que nous pensions être nucléaires l'étaient effectivement. Les deux spectres ont été reportés figure III_4.

b) Spectrométre $\pi\sqrt{2}$ (I.S.N. Grenoble).

Nous avons mesuré plusieurs raies d'électrons de très basse énergie avec un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ sans fer de 21 cm de rayon (MO 54) avec un pouvoir séparateur théorique de $3{,}1\ 10^{-3}$ *.

De la poudre de nitrate de thorium (environ 0,7 mg par source) était irradiée dans un convoyeur pneumatique de la pile Mélusine dans un flux moyen de 5.10^{13} n/cm^2.s. pendant une heure. Cette poudre était ensuite dissoute dans de l'acide nitrique 2 à 3 N, puis évaporée sous vide sur un support de mica recouvert de 1 µg/cm^2 d'aluminium.

La courte période du ^{233}Th rendait les mesures très délicates : il n'était possible de mesurer que la raie étalon plus une ou deux raies avec une même source. Etant donné le mode de préparation des sources, chaque source avait une épaisseur différente et la résolution dépendait en fait uniquement de ce facteur. Nous avons reproduit sur la figure III_5 un des groupes de raies mesuré avec une source.

Nous avons mesuré les groupes N des transitions de 6.68 et 8.22 keV et le groupe L de la transition de 29.36 keV.

Ces transitions ont un rôle très important dans le schéma de niveaux, et en

*Je remercie très vivement Madame A. Gizon de m'avoir permis d'effectuer des mesures avec cet appareil.

TABLEAU III 2

SPECTRE DE CONVERSION INTERNE $^{233}Th \longrightarrow {}^{233}Pa$

E retenue (keV)	E_{e^-} (keV)	Attribution	I_{e^-}	α	Multi-polarité
6.68	1.30	6.66 M_1	F (a)		M_1
	1.62	6.62 M_2	m (a)		
	5.30	6.69 N_1	9 ± 1 (b)		
	5.47	6.69 N_2	1.2 ± 0.2 (b)		
	6.39	6.70 O_1	f (a)		
8.22	3.22	8.22 M_2	F (a)		E_2 (+ M_1)
	4.04	8.21 M_3	F (a)		
	7.00	8.22 N_2	1.8 ± 0.3 (b)		
	7.19	8.20 N_3	1.7 ± 0.3 (b)		
	8.01	8.23 $O_{2,3}$	t f		
17.4	12.05	17.42 M_1 + L_1 M_1 M_4			
29.36	8.25	29.36 L_1	1.1 ± 0.2 (b)	0.44	E_1
	9.04	29.35 L_2	2.0 ± 0.3 (b)	0.8	
	12.62	29.35 L_3	2.7 ± 0.3 (b)	1.0	
	24.01	29.38 M_1	0.30 ± 0.06	0.12	
	24.35	29.35 M_2	0.40 ± 0.07	0.16	
	25.17	29.34 M_3	0.52 ± 0.07	0.21	
	25.70	29.31 M_4	0.19 ± 0.05	0.08	
	27.95	29.34 N_1	0.19 ± 0.05	0.08	
	28.13	29.35 N_2	0.15 ± 0.04	0.06	
	28.32	29.33 N_3	0.12 ± 0.04	0.05	
	29.09	29.36 O	0.10 ± 0.03	0.04	
57.15	36.02	57.13 L_1	0.14 ± 0.05	2.6	E_2
	36.84	57.15 L_2	3.6 ± 0.05	67	
	40.42	57.15 L_3	3.5 ± 0.05	65	
	52.14	57.14 M_2	1.2 ± 0.15	22	
	52.97	57.14 M_3	1.0 ± 0.15	18	
	53.47	57.08 M_4	0.2 ± 0.05	5.6	
	55.92	57.14 N_2	0.4 ± 0.1	7.4	
	56.11	57.11 N_3	0.3 ± 0.05	5.5	
	56.90	57.2 O (+ 169.5 K)	0.15 ± 0.04	2.8	
63.93	43.62	63.93 L_2	0.03 ± 0.01		E_2
	47.20	63.93 L_3	0.03 ± 0.01		
80.0	58.9	80.0 L_1	0.025 ± 0.007		
	59.7	80.0 L_2	0.02 ± 0.007		
86.50	65.41	86.52 L_1	0.7 ± 0.1	0.27	E_1
	66.18	86.49 L_2	0.8 ± 0.1	0.30	
	69.76	86.49 L_3	0.10 ± 0.02	0.035	

TABLEAU III 2 (Suite)

SPECTRE DE CONVERSION INTERNE $^{233}Th \longrightarrow {}^{233}Pa$

E retenue (keV)	E_{e^-} (keV)	Attribution	I_{e^-}	α	Multi-polarité
	81.11	86.48 M_1	0.35 ± 0.05	0.13	
	81.51	86.51 M_2	0.28 ± 0.04	0.10	
	82.30	86.47 M_3 (+ 195 K)	0.047 ± 0.01	0.017	
	85.16	86.55 N_1	0.14 ± 0.04	0.05	
	86.21	86.52 O	0.05 + 0.01	0.017	
90.1	69.02	90.13 L	0.05 ± 0.02		
94.7	73.57	94.67 L_1	0.05 ± 0.02		E_1
	89.0	94.4 M_1 (+ 201 K)	0.01 ± 0.005		
143.2	122.1	143.2 L_1	0.014	1.0	M_1
162.5	49.92	162.52 K	0.01 ± 0.005	0.12	E_1
179.0	157.9	179.0 L_1	0.018 ± 0.006	0.5	M_1
186.8	74.24	186.84 K	0.075	2.2	$M_1 + E_2$
	165.7	186.8 L_1	0.009	0.27	
190.55	77.95	190.55 K	0.39	3.0	M_1
	169.5	190.6 L_1	0.028	0.22	
	185.2	190.6 M_1	0.018	0.14	
	189.3	190.7 N (+ 210 L_1)	0.007	0.04	
195.0	173.9	195.0 L_1	0.005	0.03	E_1, E_2
201.6	89.0	201.6 K (+ 94 M_1)	$<$0.01	$<$0.3	E_1
210.6	98.0	210.6 K	0.04 ± 0.01	1.2	$M_1 + E_2$
	189.3	210.4 L_1 (+ 190 N)			
211.3	98.7	211.3 K	0.02 ± 0.01	1	$M_1 + E_2$
216.2	103.6	216.2 K	0.016 0.007	1.1	M_1 (+ E_2)
226.1	113.5	226.1 K	0.02 ± 0.01	1.1	M_1
	204.9	226.0 L_1	0.007 ± 0.003	0.3	
257.3	144.7	257.3 K	0.035 ± 0.007	0.5	$M_1 + E_2$
	236.1	257.2 L_1	0.009 ± 0.004	0.13	
285.1	172.5	285.1 K	0.016 ± 0.004	0.8	M_1

TABLEAU III 2 (Suite)

SPECTRE DE CONVERSION INTERNE $^{233}Th \longrightarrow {}^{233}Pa$

E retenue (keV)	E_{e^-} (keV)	Attribution	I_{e^-}	α	Multi-polarité
359.9	247.4 338.6	360.0 K 359.7 L_1	0.07 ± 0.01 0.009 ± 0.004	0.58 0.077	M_1
412.5	299.9	412.5 K	0.005 ± 0.002	0.37	M_1
430.8 441.0	318.2 328.4	430.8 K 441.0 K	0.007 ± 0.003 0.058 ± 0.007	0.30 0.25	M_1 M_1
447.7	335.1	447.7 K	0.037 ± 0.007	0.26	M_1
459.2	346.6 438.2	459.2 K 459.3 L_1	0.40 ± 0.05 0.046 ± 0.007	0.28 0.03	M_1
490.7	378.1	490.7 K	0.037 ± 0.007	0.21	M_1
498.7	386.1	498.7 K	0.037 ± 0.007	0.18	M_1
595.1	482.5	595.1 K	0.016 ± 0.007	0.10	M_1
669.5	556.9	669.5 K	0.068 ± 0.01	0.10	M_1
725	612	725 K	0.01 ± 0.005	0.10	M_1

a) Intensités visuelles déterminées sur les films mais difficilement mesurables.

b) Intensités mesurées avec le spectromètre $\pi\sqrt{2}$ (I.S.N)

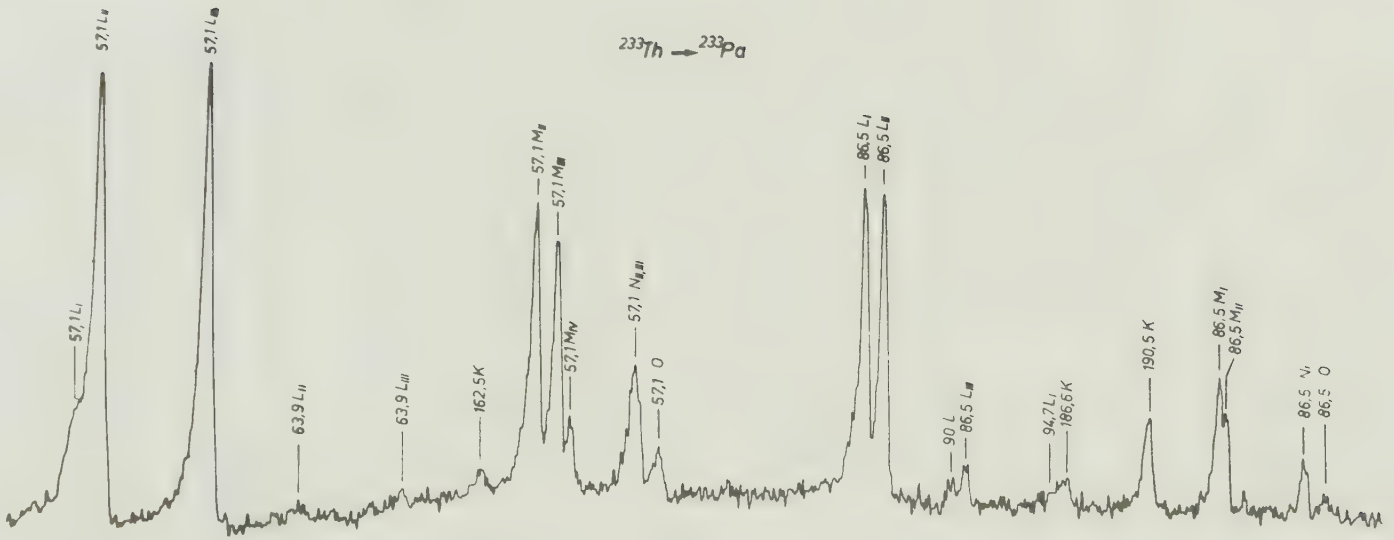


Fig. III .3 - $^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa$ - Microdensitogramme.

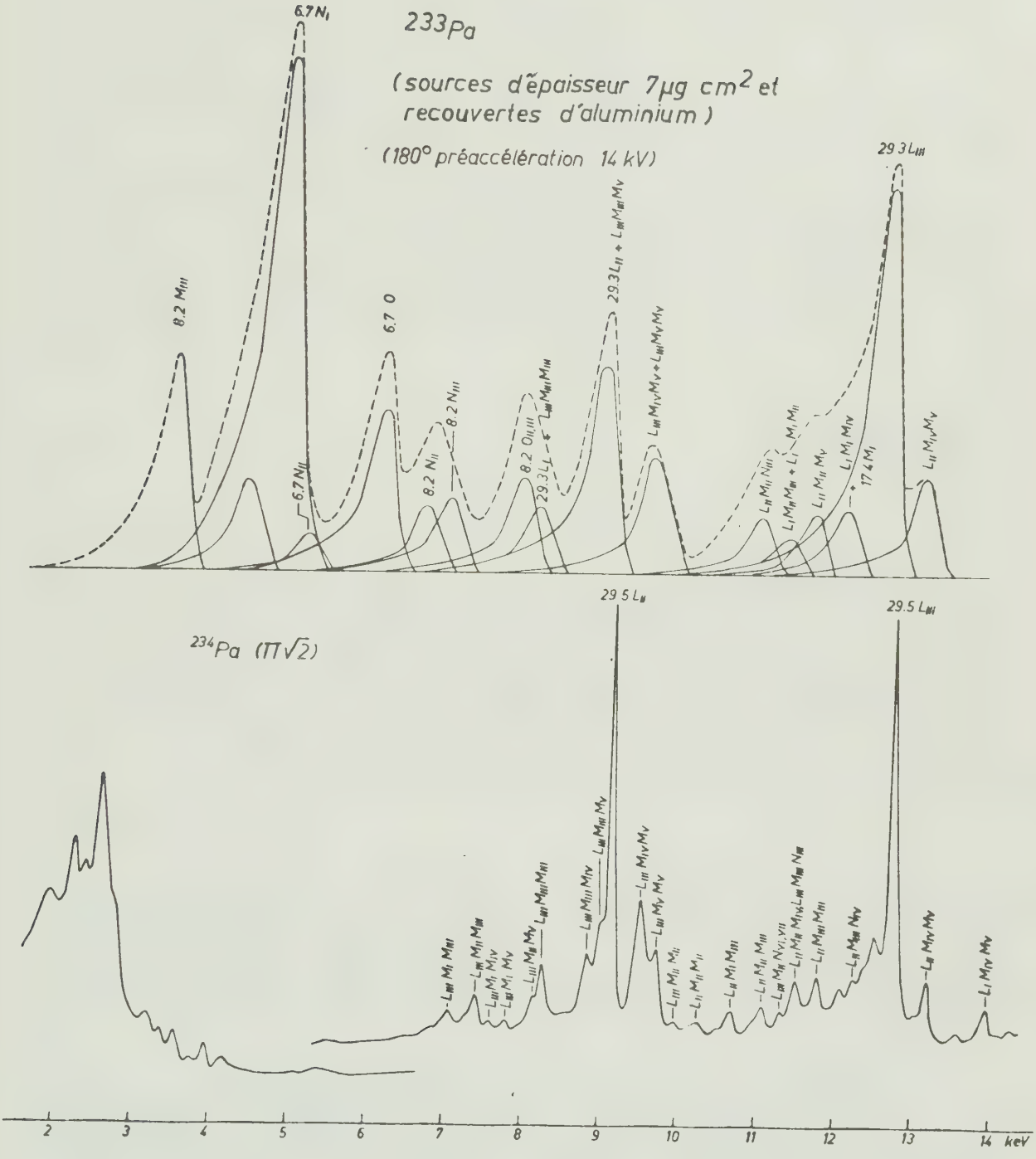


Fig. III.4 - Comparaison des spectres Auger L du ^{233}Pa et du ^{234}Pa.

particulier la transition de 8.22 keV est essentielle pour affirmer l'existence du niveau intrinsèque $\frac{3}{2}+(651)$ à 94.7 keV qui n'a été établie que très récemment (voir D.1).

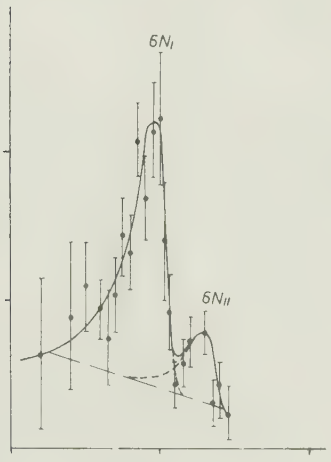


Fig. III.5 - $^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa$ Exemple d'un groupe de raies d'électrons mesuré avec une source ($\pi\sqrt{2}$).

Les résultats (tableau III_2) indiquent que la transition intrabande de 6.67 keV est de multipolarité M1. La transition intrabande de 8.22 keV se comporte comme une transition E2, mais, étant données les intensités respectives des coefficients de conversion théoriques E2 et M1, une composante M1 ne peut être exclue.

La transition de 29.36 keV a la multipolarité E1, d'après la valeur de ses coefficients de conversion absolus. Malgré son retard ($Fw = 4.9\ 10^4$) sa conversion L semble ne pas présenter d'anomalie des rapports L_I / L_{II}/L_{III}. C'est aussi ce que nous avions remarqué (SE 68b) (tableau III_2) pour la conversion M de cette transition.

c) Jonction Si(Li)

On peut remarquer que la détection de raies superposées à un fond intense dépend essentiellement de la résolution du détecteur. En effet, si la résolution diminue, la hauteur de la raie diminuant à mesure que sa largeur augmente, elle devient très vite impossible à déceler. Nous avons cependant effectué des mesures avec une jonction Si(Li) de résolution 3 keV mise au point par Ch. Vieu. Les résultats nous ont servi à confirmer les intensités obtenues avec le spectrographe semi-circulaire.

Les résultats concernant le spectre d'électrons sont rassemblés dans le tableau III_2. Les unités sont les mêmes que celles du tableau III_1. Nous avons utilisé pour la normalisation la raie 86.50 L_{III} qui garde une intensité inchangée pour un E1 même anormal. En effet, nous n'avons pas pu, du fait de la faible intensité de la raie γ correspondante, normaliser les résultats avec la transition E2 de 57.14 keV.

d) Remarques sur les transitions E1 de 29.36 et 86.50 keV

De nombreuses transitions E1 ont été identifiées entre les niveaux de basse énergie des isotopes lourds de masse impaire. Asaro et al.(AS 60) reportent souvent le cas de deux transitions E1 issues d'un même niveau et alimentant la bande de rotation de l'état fondamental. De cette étude systématique, il ressort que les durées de vie de ces transitions sont nettement supérieures à celles qu'on peut prévoir à partir du modèle

à particule indépendante et qu'elles présentent des anomalies plus ou moins marquées de leurs coefficients de conversion interne.

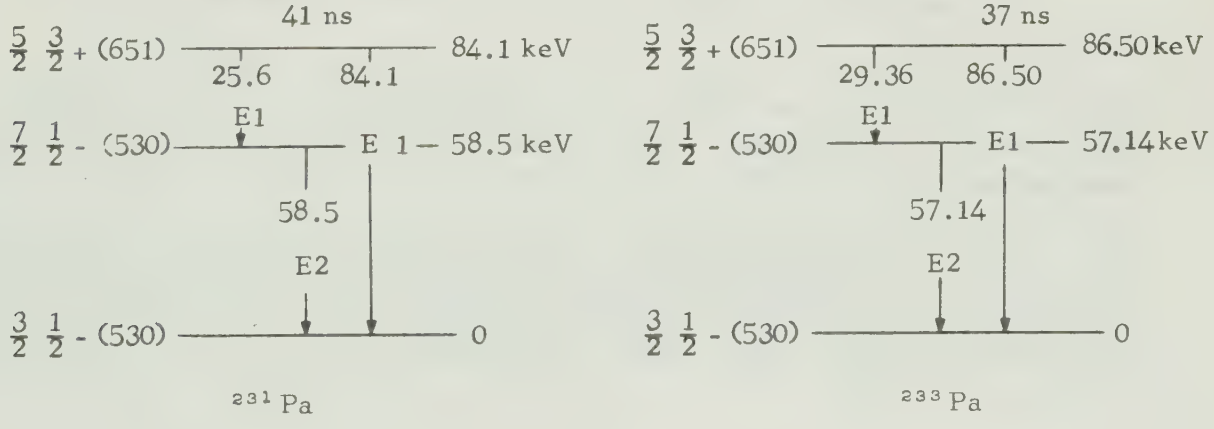
Il a été démontré (CH 56, CH 61, KR 61) que le fait de considérer un noyau de dimensions finies au lieu d'un noyau ponctuel introduisait dans l'expression du taux d'électrons de conversion interne émis des éléments de matrice supplémentaires différents de ceux correspondant à l'émission γ de même multipolarité.

En effet, l'intensité de la conversion interne se compose de trois termes. Le premier correspond à un noyau ponctuel et ses éléments de matrice nucléaires sont identiques à ceux intervenant dans l'émission γ ; les coefficients de conversion interne calculés d'après ce terme seul seraient indépendants de la structure nucléaire et donc du retard de l'émission γ. Les autres termes proviennent de la pénétration des électrons atomiques à l'intérieur du volume nucléaire et les éléments de matrice sont différents de ceux de l'émission γ et ont donc des règles de sélection différentes. Ces derniers termes, en général négligeables, peuvent devenir importants si l'émission γ est fortement retardée.

Church et Weneser (CH 61) et Kramer et Nilsson (KR 61) ont donné les règles de sélection correspondant aux termes de pénétration.

Puisque les fonctions d'onde des électrons des diverses sous-couches atomiques diffèrent à l'intérieur du noyau, la contribution du terme de pénétration ne sera pas la même suivant la sous-couche convertie. Dans le cas où les effets de pénétration auront de l'importance, les rapports de conversion à l'intérieur d'une même couche atomique présenteront des anomalies. Le terme de pénétration le plus important ne donne une forte contribution que pour les électrons $s\ 1/2 \leftrightarrow p\ 1/2$ qui n'apparaissent que dans la conversion L_I et L_{II}. Les anomalies observées expérimentalement l'ont été dans les sous-couches L_I et L_{II}, la conversion L_{III} restant normale.

Il est intéressant de comparer les trois premiers niveaux des deux isotopes ^{231}Pa et ^{233}Pa qui présentent une grande analogie de leurs niveaux excités de basse énergie (voir fig. III_{13})



Dans ^{231}Pa les études expérimentales ont mis en évidence (JU 57, AS 60) une forte anomalie de conversion L pour la transition E1 de 84.1 keV. Plus tard une autre étude (CA 66) a fait apparaître le comportement très différent de la transition E1 de 25.6 keV qui ne présente d'anomalie, ni dans les sous-couches L , ni dans les sous-couches M.

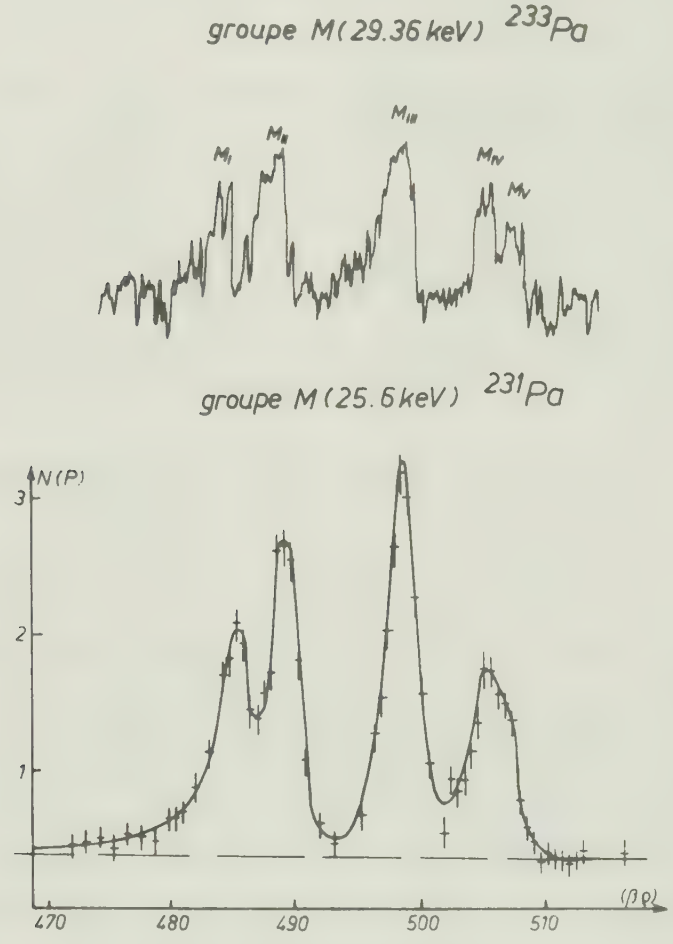


Fig.III.6 - Comparaison des groupes M de deux transitions E1 retardées $\frac{5}{2}\frac{3}{2}$ +[651] → $\frac{7}{2}\frac{1}{2}$ -[530] dans ^{231}Pa et ^{233}Pa.

Dans l'étude du ^{233}Pa, nous avions remarqué (SE 68b) une parfaite analogie avec le ^{231}Pa à la fois pour le comportement de la transition E1 de 86.50 keV dont la conversion L est très anormale et celui de la transition E1 de 29.36 keV dont la conversion M semblait normale. Depuis la récente expérience que nous avons pu réaliser (voir C2b) nous avons aussi pu montrer que la conversion L de la transition de 29.36 keV était normale. Ces trois résultats sont réunis dans le tableau III_3. Les raies de conversion M des transitions de 25,6 et 29,36 keV apparaissant dans la désintégration des isotopes ^{231}Pa et ^{233}Pa respectivement sont réunies dans la figure III_6 .

La différence de comportement entre deux transitions issues d'un même niveau vers deux niveaux d'une même bande de rotation semble pour l'instant inexpliquée autrement que par la différence d'énergie qui introduit des retards différents pour les deux transitions ($F_w(29) = 4.9\ 10^4$ et $F_w(86) = 9.7\ 10^5$) .

En effet, cette différence ne provient pas à priori des composantes intrinsèques qui sont les mêmes dans l'état initial et l'état final. Il faudrait, pour tenter de comprendre ce résultat, expliciter les mélanges des fonctions d'onde entrant en jeu dans les niveaux $\frac{7}{2}\ \frac{1}{2}$ - (530) , $\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}$ - (530) et $\frac{5}{2}\ \frac{3}{2}$ + (651) .

TABLEAU III$_3$

E_γ (keV)	Rapports	Expérience	Théorie
29.36	L1/L2/L3	(0.4 ± 0.1)/(0.7 ± 0.12)/1	0.52/0.93/1
	M1/M2/M3/M4	(0.6 ± 0.1)/ 0.8 ± 0.12/1/ (0.4 ± 0.1)/(0.3 ± 0.1)	0.65/0.75/1/026
86.50	L1/L2/L3	(7.6 ± 0.9)/ 8.5 ± 1.0/1	1.7/1.1/1
	M1/M2/M3	(7.5 ± 0.9)/ 6.0 ± 0.8/1	1.6/1.0/1

Le couplage de Coriolis met en jeu pour le niveau $\frac{7}{2}\ \frac{1}{2}$ -(530) des composantes qui n'existent pas pour le niveau $\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}$ -(530). En particulier les composantes $\frac{7}{2}\ \frac{5}{2}$ -(512), $\frac{7}{2}\ \frac{7}{2}$ -(503) en ce qui concerne les états provenant du niveau $f\frac{7}{2}$ et les composantes $\frac{7}{2}\ \frac{5}{2}$ -(523) et $\frac{7}{2}\ \frac{7}{2}$ -(514) en ce qui concerne les états provenant du niveau $h\frac{9}{2}$. Il faudrait aussi expliciter le mélange avec les vibrations octupolaires.

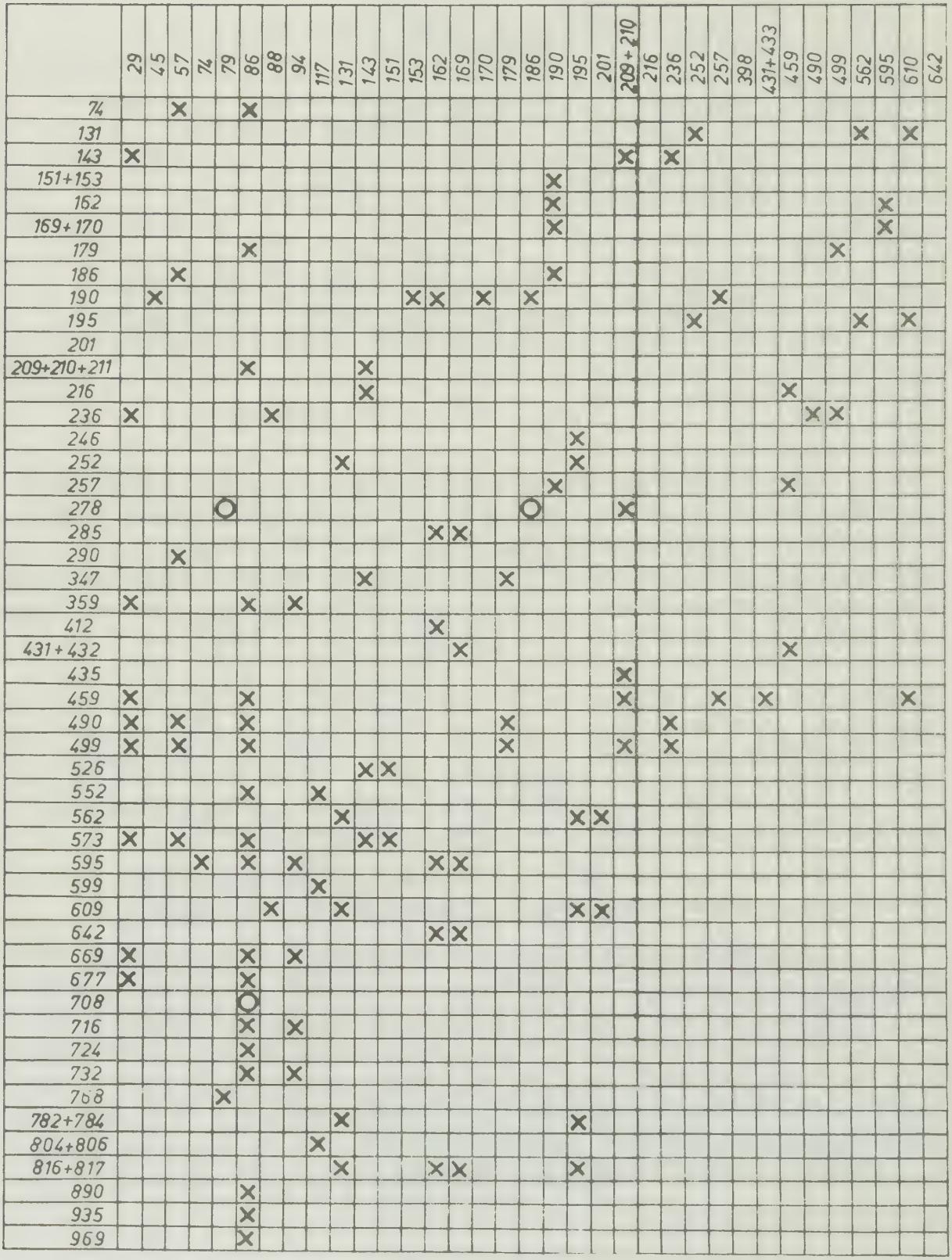
3) Coïncidences γ-γ.

Deux expériences de coïncidences biparamétriques ont été effectuées en ligne avec l'I.B.M. 360-50 de l'I.P.N. à Orsay (système ARIEL).

Dans les deux cas l'électronique de type classique, était identique ; le circuit de coïncidences avait une résolution en temps inférieure à 80 nanosec.

La simultanéité de la sortie des convertisseurs X et Y était assurée par un châssis de pilotage HC 17 (Intertechnique) qui orientait les impulsions vers un interface IRC 12 (interface parallèle-série réalisé par le laboratoire d'électronique de l'I.P.N.) relié à l'ordinateur qui stockait sur disque magnétique les événements classés (x,y). Une sortie parallèle de chacun des deux convertisseurs était dirigée vers deux blocs-mémoires sur lesquels s'accumulaient les spectres sommes X et Y correspondant à la projection sur X et Y respectivement de la somme du contenu des canaux. Ceci permettait la vérification instantanée de la bonne marche de l'expérience.

Tableau III 4



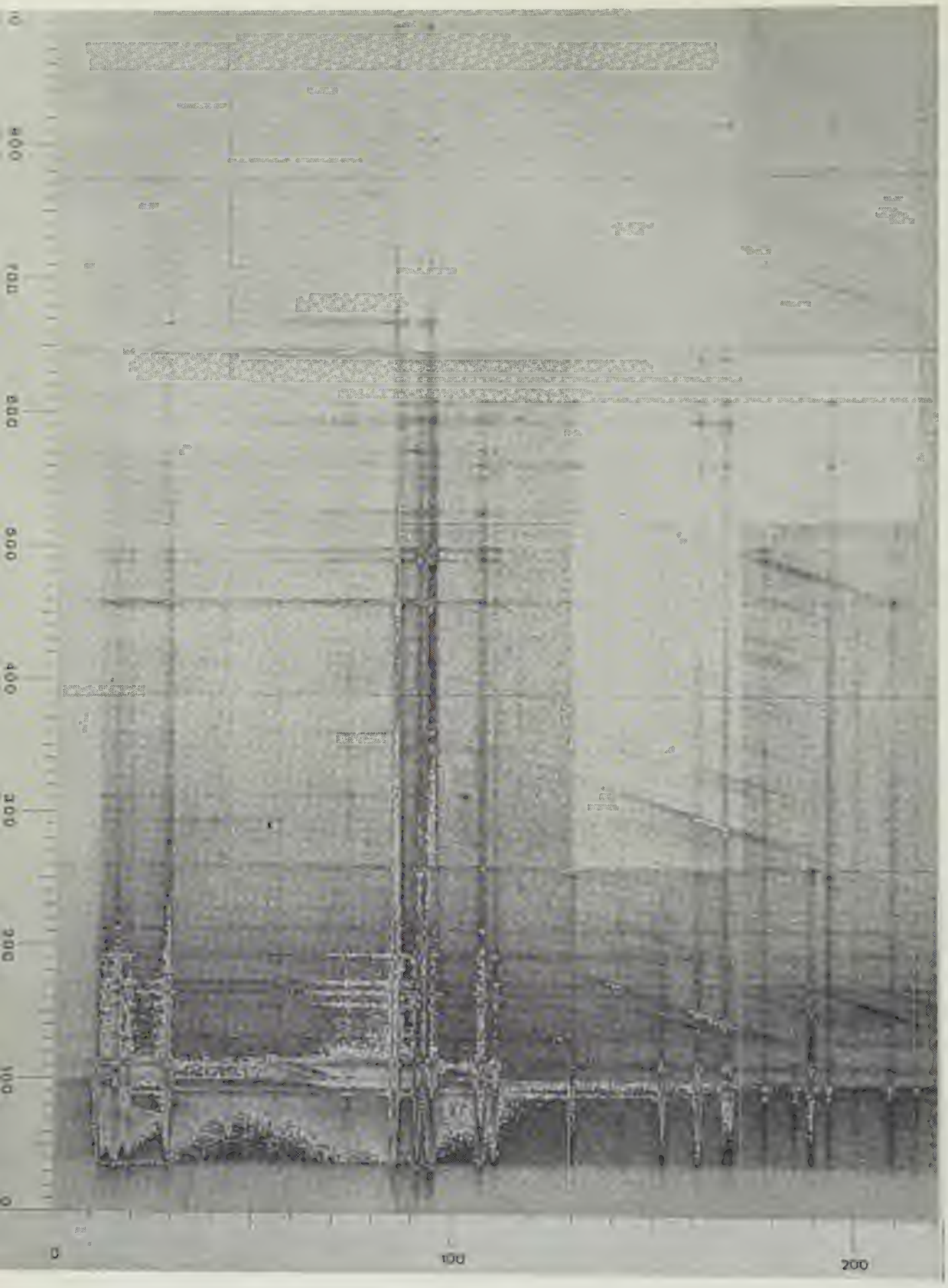


Fig. III. 7 - $^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa$ - Représentation graphique du spectre $\gamma - \gamma$ (programme Nucart).

La première expérience, stockée sur 1024 x 2048 canaux, a été réalisée avec une diode de 3 cm^3 de résolution 1 keV et une diode de 25 cm^3 de résolution 3 keV. Les coïncidences ont été accumulées pendant 25 heures avec un taux moyen de 100 coïncidences/sec. Cette expérience a permis de placer la plupart des transitions, en dédoublant parfois des pics d'énergies très voisines (fig. III_8 et III_{10}) Une représentation des coïncidences en fonction de la surface bidimensionnelle est donnée par le programme Nucart (JE 69), figure III_7. Au-dessus de 350 keV, on n'observait cependant que les pics provenant de coïncidences très intenses sur la petite jonction, ce qui nous a conduit à effectuer une seconde expérience avec deux détecteurs de volume plus important.

La seconde expérience a été faite avec deux jonctions de résolution 2,5 et 3 keV de volumes de 35 cm^3 et 25 cm^3 respectivement. Cette expérience a duré 76 heures et a permis d'observer les transitions de haute énergie en coïncidences entre elles. Cette dernière expérience ne comprenant que 1024 x 1024 canaux, il nous a été possible de déduire directement les coïncidences fortuites sans passer par l'intermédiaire du calcul : un retard de 1μs était introduit dans une des voies avant la coïncidence rapide, et les coïncidences résultantes étaient aiguillées sur une seconde plage de 1024 x 1024 canaux. On obtenait alors directement au cours de la même expérience un spectre de coïncidences fortuites comptées pendant le même temps et dans les mêmes conditions que le spectre de coïncidences totales.

Nous avons regroupé les résultats de ces deux expériences dans un tableau à double entrée (tableau III_4).

D - SCHEMA DE NIVEAUX

Le schéma de niveaux construit sur la base des résultats expérimentaux est représenté fig III_{10}. Le tableau III_5 rassemble par niveau d'origine les résultats expérimentaux comprenant les intensités, les multipolarités et les coïncidences pour chaque transition.

Au cours du dépouillement des coïncidences γ - γ paraissaient deux articles de Hoekstra et Wapstra (HO 69) et Vara et Gaeta (VA 69). Ces auteurs proposaient des schémas totalement différents à partir de 350 keV. Notons que les coïncidences γ - γ avaient été réalisées, dans un cas (HO 69) avec un ensemble I Na - Ge(Li), et dans l'autre (VA 69), avec deux détecteurs I Na. Etant donnée la densité des lignes du spectre, ces auteurs ne pouvaient donc sélectionner que des groupes de transitions.

Les niveaux inférieurs du schéma sont pratiquement en accord avec ceux des plus récents auteurs (BR 68, HO 60, VA 69). Nous allons surtout insister sur les points de divergence entre nos résultats et ceux des auteurs cités ci-dessus.

Niveau initial			Transition intermédiaire					Niveau final	
E_γ (keV)	Iπ	Logft	E_γ (keV)	I_γ (a)	Multi-polarité (b)	I totale (a)	C (c)	E_γ (keV)	Iπ
6.68	$\frac{1}{2}$ -	6.1	6.68	1.5 (-2)	M1	51		0	$\frac{3}{2}$ -
57.14	$\frac{7}{2}$ -	7.2	57.14	5.4 (-2)	E2	11		0	$\frac{3}{2}$ -
70.6	$\frac{5}{2}$ -		63.9		E2			6.68	$\frac{1}{2}$ -
86.50	$\frac{5}{2}$ +	7.3	29.36	2.3	E1	9.9		57.14	$\frac{7}{2}$ -
			86.50	2.7	E1	5.2		0	$\frac{3}{2}$ -
94.7	$\frac{3}{2}$ +	6.1	8.22	2.6 (-5)	E2 (+M1)	17.5		86.50	$\frac{5}{2}$ +
			87.8	3 (-1)	(E1)	2.2		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			94.7	7 (-1)	E1	8 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -
103.8	$\frac{7}{2}$ +		17.3		(M1)			86.50	$\frac{5}{2}$ +
169.1	$\frac{1}{2}$ +	7.8	74.5	5.1 (-2)	(M1)	5.8 (-1)		94.7	$\frac{3}{2}$ +
			162.5	1.4 (-1)	E1	1.6 (-1)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			169.1	3.4 (-1)	E1	3.8 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -
201.7	$\frac{3}{2}$ +	8.7	131.1	5.6 (-2)	E1	7.2 (-2)		70.6	$\frac{5}{2}$ -
			195.0	1.6 (-1)	E1	1.8 (-1)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			201.6	3.1 (-2)	E1	3.3 (-2)		0	$\frac{3}{2}$ -
212.2	$\frac{5}{2}$ +		117.5	$<$1.4 (-3)	M1	$<$2 (-2)		94.7	$\frac{3}{2}$ +
238.0	$\frac{5}{2}$ +	8.3	143.2	1.4 (-2)	M1	1.3 (-1)	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			151.5	9.4 (-3)	(M1)	7.2 (-2)		86.50	$\frac{5}{2}$ +
257.3	$\frac{5}{2}$ -		153.5	6.6 (-2)	E1	7.8 (-2)		103.8	$\frac{7}{2}$ +
			162.6	1.8 (-1)	E1	2.1 (-1)		94.7	$\frac{3}{2}$ +
			170.7	1.3 (-1)	E1	1.4 (-1)		86.50	$\frac{5}{2}$ +
			186.6	3.4 (-2)	M1 + E2	1.6 (-1)		70.6	$\frac{5}{2}$ -
			250.5	4.7 (-3)	(E2)	6.7 (-3)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			257.3	6.8 (-2)	M1 + E2	1.7 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -

Tableau III 5 (suite)

Niveau initial			Transition intermédiaire					Niveau final	
E_γ (keV)	Iπ	logft	E_γ (keV)	I_γ (a)	Multi-polarité (b)	I totale (a)	C (c)	E_γ (keV)	Iπ
447.7	$\frac{3}{2}$ -	7.0	190.5	1.3 (-1)	M1	5.8 (-1)	C	257.3	$\frac{5}{2}$ -
			209.6		(E1)		C	238.0	$\frac{5}{2}$ +
			246.0		(E1)		C	201.7	$\frac{3}{2}$ +
			361.4	3.8 (-2)	(E1)	3.9 (-2)		86.50	$\frac{5}{2}$ +
			377.0	3.8 (-2)	(M1)	6.1 (-2)		70.6	$\frac{5}{2}$ -
			441.0	2.3 (-1)	M1	3.1 (-1)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			447.7	1.5 (-1)	M1	1.9 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -
454.6	$\frac{3}{2}$ +	6.6	216.6	1.5 (-2)	M1	5.1 (-2)	C	238.0	$\frac{5}{2}$ +
			252.9	1.2 (-2)	(M1)	3.0 (-2)	C	201.7	$\frac{3}{2}$ +
			285.5	2.1 (-2)	M1	4.5 (-2)	C	169.1	$\frac{1}{2}$ +
			359.9	1.2 (-1)	M1	1.9 (-1)	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			368.0	4.7 (-3)	(M1)	7.4 (-3)		86.50	$\frac{5}{2}$ +
553.9	($\frac{1}{2}$+, $\frac{3}{2}$+, $\frac{5}{2}$+)	6.4	459.2	1.4	M1	1.8	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			467.5	1.8 (-2)				86.50	$\frac{5}{2}$ +
585.5	($\frac{3}{2}$ +, $\frac{5}{2}$ +)	7.0	347.3	1.2 (-2)	(M1)	1.9 (-2)		238.0	$\frac{5}{2}$ +
			490.9	1.7 (-1)	M1	2.2 (-1)	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			499.0	2.1 (-1)	M1	2.7 (-1)	C	86.50	$\frac{5}{2}$ +
602.4	($\frac{1}{2}$ +, $\frac{3}{2}$ +)	8.1	433.2	1.5 (-2)	M1	2.0 (-2)	C	169.1	$\frac{1}{2}$ +
669.8	($\frac{3}{2}$ -)	6.8	412.5	1.3 (-2)	(M1)	1.9 (-2)	C	257.3	$\frac{5}{2}$ -
			663.1	2.4 (-3)	(M1)	2.6 (-3)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			669.8	6.8 (-1)	(M1)	7.6 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -
761.5	($\frac{1}{2}$+, $\frac{3}{2}$ +)	6.1	179.0	3.8 (-2)	M1	2.2 (-1)	C	585.5	$\frac{3}{2}$+, $\frac{5}{2}$+
			210.6	3.5 (-2)	M1	1.3 (-1)	C	553.9	$\frac{1}{2}$+, $\frac{3}{2}$+, $\frac{5}{2}$+
			526.5	6.3 (-2)	(M1)	7.9 (-2)	C	238.0	$\frac{5}{2}$ +
			552.1	2.4 (-2)	(M1)	2.7 (-2)	C	212.1	$\frac{5}{2}$ +
			562.8	7.0 (-2)	(M1)	8.3 (-2)	C	201.7	$\frac{3}{2}$ +
			595.4	1.6 (-1)	M1	1.9 (-1)	C	169.1	$\frac{1}{2}$ +

Tableau III 5 (suite)

Niveau initial			Transition intermédiaire					Niveau final	
E_γ (keV)	Iπ	logft	E_γ (keV)	I_γ (a)	Multi-polarité (b)	I totale (a)	C (c)	E_γ (keV)	Iπ
			669.8	6.8 (-1)	M1	7.6 (-1)	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			677.8	8.7 (-2)	(M1)	9.6 (-2)	C	86.50	$\frac{5}{2}$ +
			757.8	4.2 (-2)	(E1)	4.5 (-2)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			764.4	1.2 (-1)	(E1)	1.3 (-1)		0	$\frac{3}{2}$ -
796.8	(+)		211.3				C	585.5	$\frac{3}{2}$ +, $\frac{5}{2}$ +
811.6	($\frac{3}{2}$ +)	6.2	226.1	2.3 (-2)	M1	7.0 (-2)		585.5	$\frac{3}{2}$ +, $\frac{5}{2}$ +
			257.7	4 (-3)	(M1)	1.0 (-2)	C	553.9	$\frac{1}{2}$+, $\frac{3}{2}$+, $\frac{5}{2}$+
			573.7	4.2 (-2)	(M1)	4.9 (-2)	C	238.0	$\frac{5}{2}$ +
			599.3	4.7 (-2)	(M1)	5.4 (-2)	C	212.2	$\frac{5}{2}$ +
			610.0	8.5 (-2)	(M1)	9.7 (-2)	C	201.7	$\frac{3}{2}$ +
			642.3	2.8 (-2)	(M1)	3.2 (-2)	C	169.1	$\frac{1}{2}$ +
			708.0	1.2 (-2)	(E2)	1.2 (-2)	C	103.8	$\frac{7}{2}$ +
			716.9	5.6 (-2)	(M1)	6.2 (-2)	C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			725.0	8.7 (-2)	(M1)	9.6 (-2)	C	86.50	$\frac{5}{2}$ +
			740.9	3.1 (-2)	(E1)	3.1 (-2)		70.6	$\frac{5}{2}$ -
			804.8	3.1 (-2)	(E1)	3.1 (-2)		6.68	$\frac{1}{2}$ -
			811.4	7.8 (-3)	(E1)	7.8 (-3)		0	$\frac{3}{2}$ -
984.9		6.1	398.8	1.4 (-2)				585.5	$\frac{3}{2}$ +, $\frac{5}{2}$ +
			430.9	2.3 (-2)				454.6	$\frac{3}{2}$ +
			782.7	6.1 (-3)			C	201.7	$\frac{3}{2}$ +
			815.9	2.8 (-2)			C	169.1	$\frac{1}{2}$ +
			880.9	7.8 (-3)				103.8	$\frac{7}{2}$ +
			890.1	1.4 (-1)			C	94.7	$\frac{3}{2}$ +
			898.4	3.3 (-3)				86.50	$\frac{5}{2}$ +
			978.3	7.5 (-3)				6.68	$\frac{1}{2}$ -
			985.0	1.4 (-3)				0	$\frac{3}{2}$ -

Tableau III 5 (suite)

Niveau initial			Transition intermédiaire					Niveau final	
E_γ (keV)	Iπ	logft	E_γ (keV)	I_γ (a)	Multi-polarité (b)	I totale (a)	C (c)	E_γ (keV)	Iπ
1018.6		7.0	433.2	1.5 (-2)				585.5	$\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$
			806.4	1.3 (-2)			C	212.2	$\frac{5}{2}^+$
			817.0	1.6 (-2)			C	201.7	$\frac{3}{2}^+$
			849.3	4.7 (-3)				169.1	$\frac{1}{2}^+$
			948.0	7.5 (-3)				70.6	$\frac{5}{2}^-$

a) - Les chiffres entre parenthèses indiquent les puissances de 10 par lesquelles il faut multiplier le nombre précédent.

b) - Les multipolarités entre parenthèses sont déduites des caractéristiques des niveaux trouvées d'après les multipolarités mesurées.

c)- Le signe C indique que l'emplacement de la transition correspondante a été déduit des mesures de coïcidences γ-γ.

TABLEAU III 6

^{233}Pa-Energies potentielles de surface minima

Orbitale	ϵ_2	ϵ_4	Energie potentielle par rapport à l'énergie de la goutte liquide (MeV)	$E^K_\Omega - E^{1/2}_{1/2}(530)$ (a) (keV)
$\frac{1}{2}$ - (530)	0,200	- 0,053	- 2,8668	0
$\frac{5}{2}$ - (642)	0,200	- 0,053	- 2,8309	26,7
$\frac{3}{2}$ + (651)	0,200	- 0,053	- 2,8237	38,5
$\frac{3}{2}$ - (532)	0,200	- 0,053	- 2,7206	142,2
$\frac{5}{2}$ - (523)	0,200	- 0,050	- 2,6841	173,5
$\frac{1}{2}$ + (660)	0,200	- 0,050	- 2,5507	316,1

a) Calculé après déduction de la contribution rotationnelle en prenant $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} = 4,9$ keV

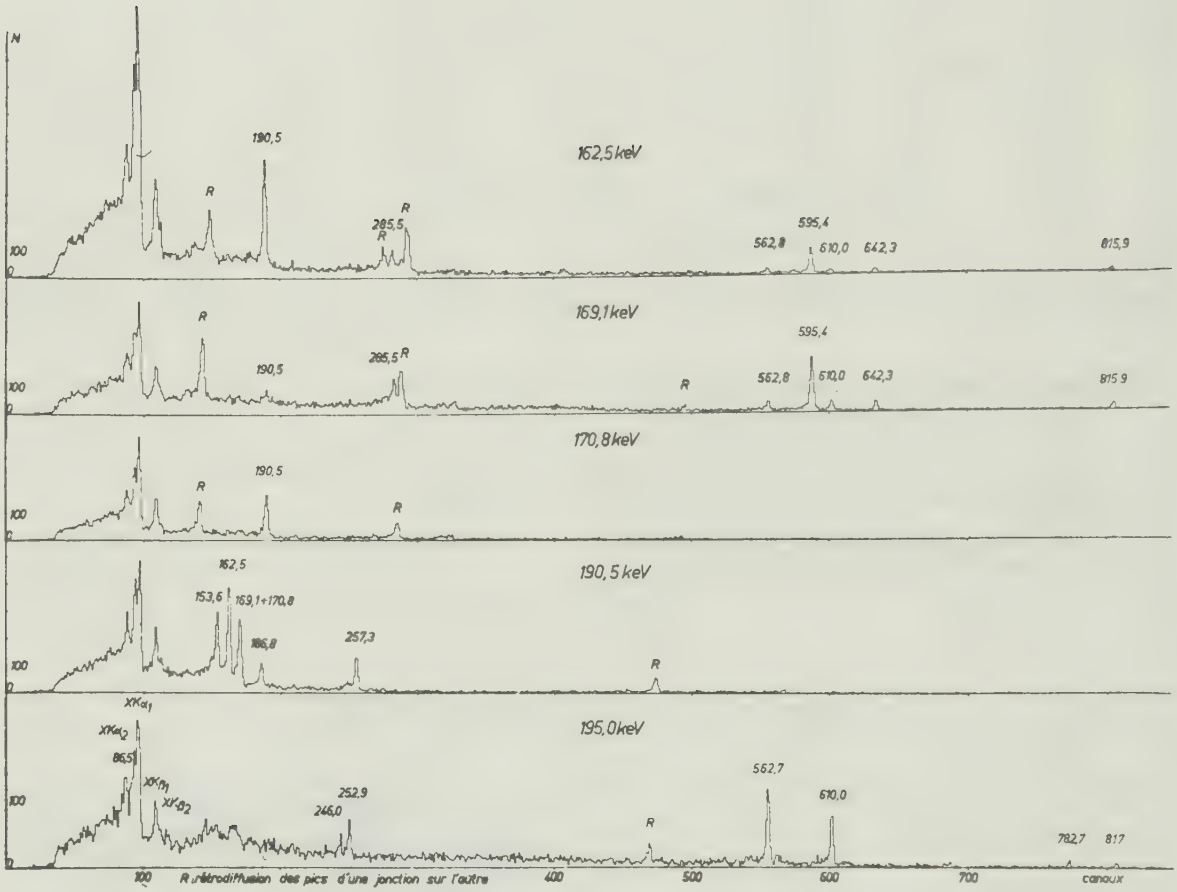


Fig. III.8 - $^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa$ - Exemples de tranches tracées dans le spectre bidimensionnel γ - γ.

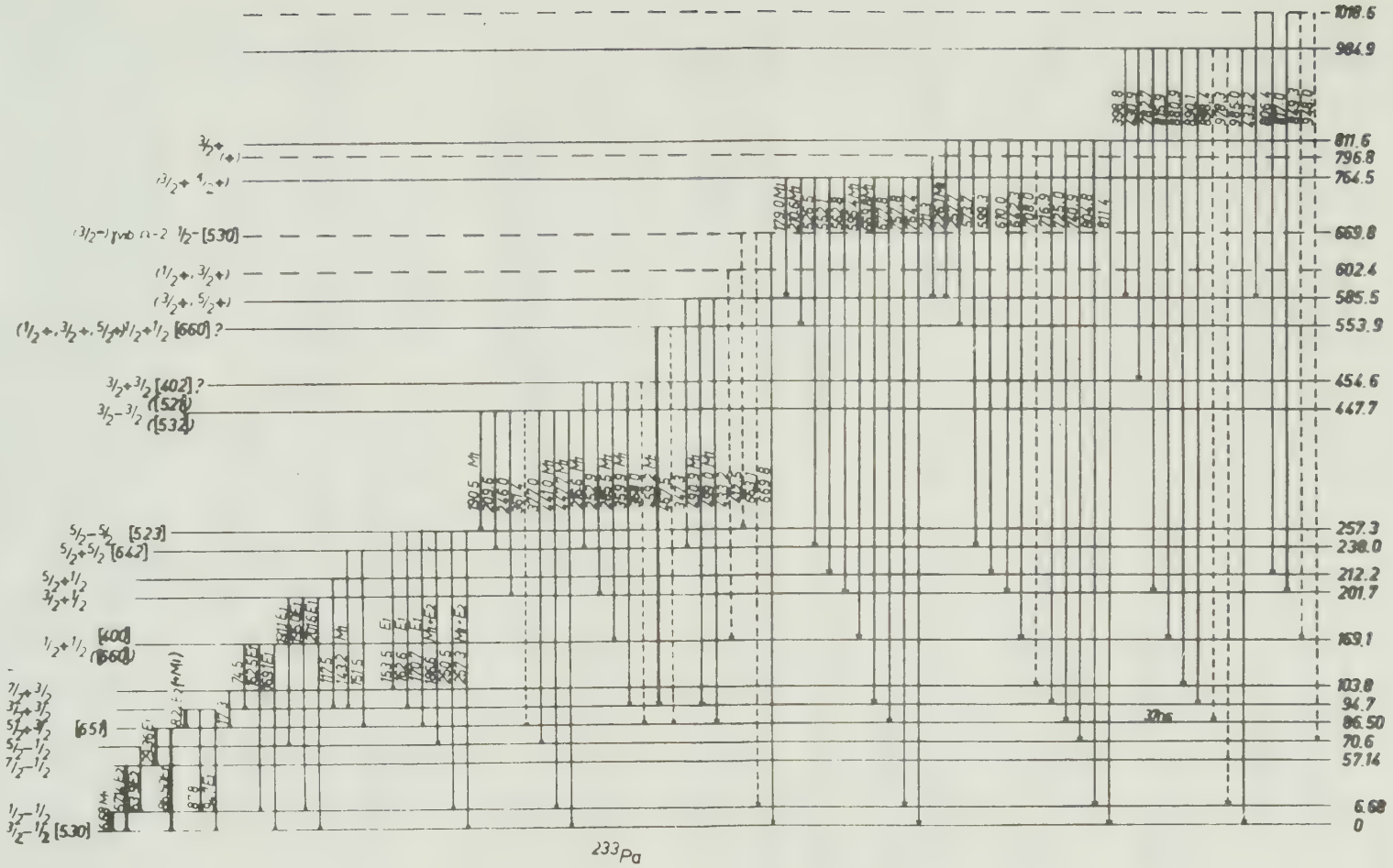


Fig.III.9 - ^{233}Pa - Schéma de niveaux.

1) Niveau de 94.7 keV. Transition de 8.22 keV.

La raie γ de la transition de 94.7 keV est située entre les raies XK $\alpha 2$ et XK $\alpha 1$ du ^{233}Pa et on la voit plus aisément sur les spectres de coïncidences. On observe la raie K correspondante (SE 68a). Cette transition a été vue d'autre part dans les coïncidences $\alpha - \gamma$ provenant du ^{237}Np (BR 68, HO 69).

L'intensité totale observée est très inférieure à l'alimentation du niveau de 94.7 keV (22% seulement de cette intensité est émise par la transition de 94.7 keV).

Nous avons déduit du spectre d'électrons l'existence d'une transition de 8.22 keV, (paragraphe C.2). Cette transition correspond énergétiquement à la transition 94.7 keV → 86.50 keV et son intensité expliquerait parfaitement l'existence du niveau de 94.7 keV.

Cette hypothèse est encore confirmée par le fait que toutes les transitions en coïncidences avec la transition de 94.7 keV le sont aussi avec celle de 86.50 keV.

2) Niveau de 454.6 keV. Existence du niveau de 360 keV.

Hoekstra et Wapstra plaçaient un niveau de 360 keV sur la base des coïncidences entre les transitions de 190 keV et 162 keV. Or nous avons pu montrer, par l'analyse des coïncidences $\gamma - \gamma$, que cette dernière transition était double (fig. III_8 et III_{10}).

En effet, les transitions de 162.5 et 169.1 keV proviennent toutes deux du niveau de 169 keV (voir tableau III_4). Les transitions alimentant ce niveau doivent donc présenter un rapport constant de l'intensité de leurs coïncidences avec ces deux transitions ; c'est le cas de transitions de 285.5, 595.2, 642.3 et 815.9 keV pour lesquelles on trouve :

$$\frac{I_\gamma\ (162)}{I_\gamma\ (169)} = \frac{N_{\gamma\gamma}\ (162)\ \varepsilon(169)}{N_{\gamma\gamma}\ (169)\ \varepsilon(162)} = 0.37$$

Dans le cas de la transition de 190.5 keV, le rapport correspondant est :

$$\frac{I_\gamma\ (162)}{I_\gamma\ (169)} = \frac{N_{\gamma\gamma}\ (162)\ \varepsilon(169)}{N_{\gamma\gamma}\ (169)\ \varepsilon(162)} = 1.4$$

La transition de 190.5 keV ne peut donc alimenter le niveau de 169.1 keV. L'hypothèse la plus simple revient à supposer qu'il existe deux transitions de 162 keV, l'une (162.5 keV) étant en parallèle avec la transition de 169.1 keV, et l'autre (162.6 keV) étant en coïncidence avec la transition de 190.5 keV. Les résultats ci-dessus permettent de répartir l'intensité du pic de 162 keV : $I_\gamma(162.5) = 1.4\ (-1)$

$I_\gamma(162.6) = 1.8\ (-1)$

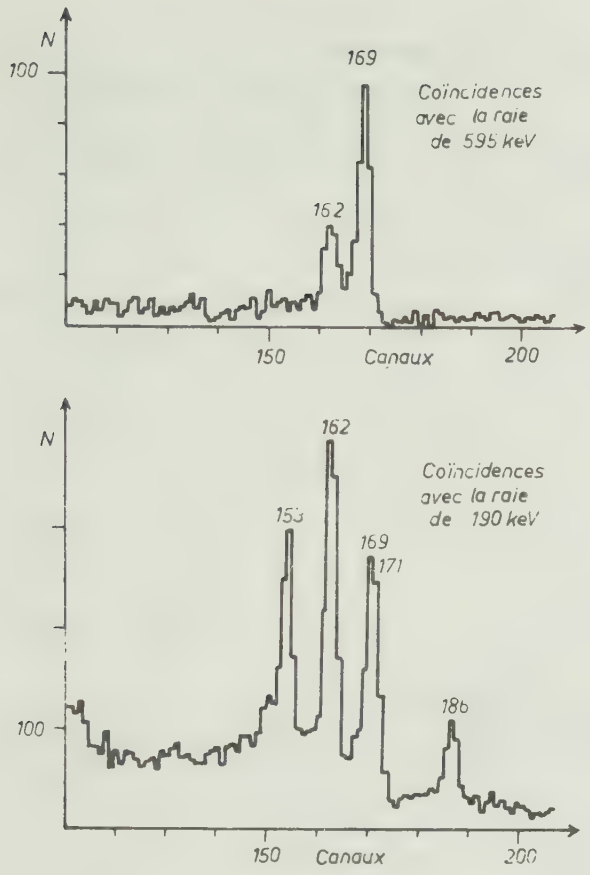


Fig.III.10 - Portions des spectres en coïncidence avec les raies de 190.54 et 595.2 keV respectivement.

La transition de 190.5 keV est aussi en coïncidence avec la transition de 170.7 keV. Il est donc normal que les précédents auteurs, avec la résolution d'un ensemble Na I - Ge(Li), n'aient pu différencier les coïncidences entre le doublet 162.5 - 169.1 et le doublet 162.6 - 170.7.

D'autre part, nous avons trouvé la transition de 359.9 keV en coïncidence avec les transitions de 29.36 et 94.7 keV. Nous avons donc supprimé le niveau de 360 keV introduit par Hoekstra et Wapstra et placé un niveau à 454.6 keV, confirmé par les coïncidences des transitions de 216.6, 252.9 et 285.5 keV avec celles de 143.2 et 151.5 keV d'une part, 131.1 et 195.0 keV d'autre part, et 162.5 et 169.1 keV respectivement.

3) Niveau de 257.3 keV.

La transition de 190 keV est en coïncidence avec celles de 153.5 - 170.7 - 186.6 et 257.3 keV ; ces coïncidences s'ajoutent à celles ayant lieu avec une des composantes du pic de 162 keV, ainsi qu'on l'a vu précédemment. Nous avons donc placé un niveau à 257.3 keV alimenté par le niveau de 447.7 keV par l'intermédiaire de la transition de 190.5 keV.

4) Dédoublement de la transition de 257 keV.

La transition intense de 459.2 keV est en coïncidence avec une faible transition de 257 keV représentant 6% de l'intensité totale de la transition de 257 keV. Malgré les résultats du paragraphe précédent, nous sommes donc d'accord avec Hoekstra et Wapstra pour placer une transition de 257.7 provenant du niveau de 811.6 keV.

5) Niveaux de haute énergie.

En ce qui concerne les niveaux supérieurs, nos résultats sont en bon accord avec ceux de Hoekstra et Wapstra (auxquels nous avons ajouté quelques transitions et niveaux). Nous confirmons par les résultats de coïncidences la partie haute énergie du schéma dont une grande partie était introduite par des règles de sommes. Nous sommes par contre en désaccord avec ceux de Vara et Gaeta en ce qui concerne la presque totalité des niveaux d'énergie supérieure à 300 keV. Le seul niveau de cette région que nous retrouvions est celui de 669.8keV, non placé par Hoekstra et Wapstra.

Tout récemment, Vara et Gaeta viennent de refaire un schéma extrêmement différent du premier (VA 71), en bien meilleur accord avec les résultats d'Hoekstra et al. et les nôtres, et qu'ils ont eu l'obligeance de nous communiquer avant publication.

E - DISCUSSION

1) Energies potentielles de surface

Nous avons utilisé le programme de Nilsson (NI 69, OH 71) pour calculer les surfaces d'énergie collective en fonction des déformations ε_2 et ε_4 (fig. I 5 et I 6 chapitre I).

Nous avons rassemblé quelques résultats correspondants dans le tableau III_6. Nous reportons pour chaque nombre K les valeurs de ε_2 et ε_4 au minimum de l'énergie potentielle, ainsi que les différences d'énergie entre les minima d'énergie potentielle et l'énergie de surface de la goutte liquide. Nous calculons ensuite les différences entre les minima en prenant l'état $\frac{1}{2}$ - (530) comme référence.

On voit sur ce tableau que les valeurs de ε_2 et ε_4 trouvées changent très peu avec les différents états. Il est particulièrement intéressant de constater que la valeur de ε_2 pour l'état $\frac{1}{2}$ + (660) est exactement celle prévue pour le pseudo-croisement des orbitales $\frac{1}{2}$ + (660) et $\frac{1}{2}$ + (400) et que la valeur correspondante pour l'état $\frac{3}{2}$ + (651) est très proche de celle qui est prévue pour le pseudo-croisement des orbitales $\frac{3}{2}$ + (651) et $\frac{3}{2}$ + (402) .

2) Bande de rotation fondamentale $\frac{1}{2}$ - (530). (fig. III_{11})

Le spin de l'état fondamental a été mesuré en 1960 par Winocur (WI 60) qui a trouvé la valeur $\frac{3}{2}$ - .

Le niveau de 57 keV se désexcitant par une très forte transition E_2 vers le niveau fondamental a été interprété comme $\frac{7}{2}$ - depuis 1957 .

L'orbitale correspondant au 91ème proton est $\frac{1}{2}$ - (530) . Son paramètre de découplage théorique (pour une déformation $\varepsilon_2 = 0.2$) a = - 2.13 (NI 69), explique que

le niveau intrinsèque ne soit pas le niveau fondamental mais qu'il doive être situé quelques keV au-dessus. Un niveau avait été suggéré vers 6 keV d'après le spectre α provenant de la désintégration du ^{237}Np (BA 62, BR 67), ainsi qu'un niveau situé vers 70 keV. On peut remarquer que ces niveaux, de par leur facteur d'empêchement $F\alpha$ analogues à ceux des niveaux de 0 et 57 keV doivent faire partie de la même bande de rotation.

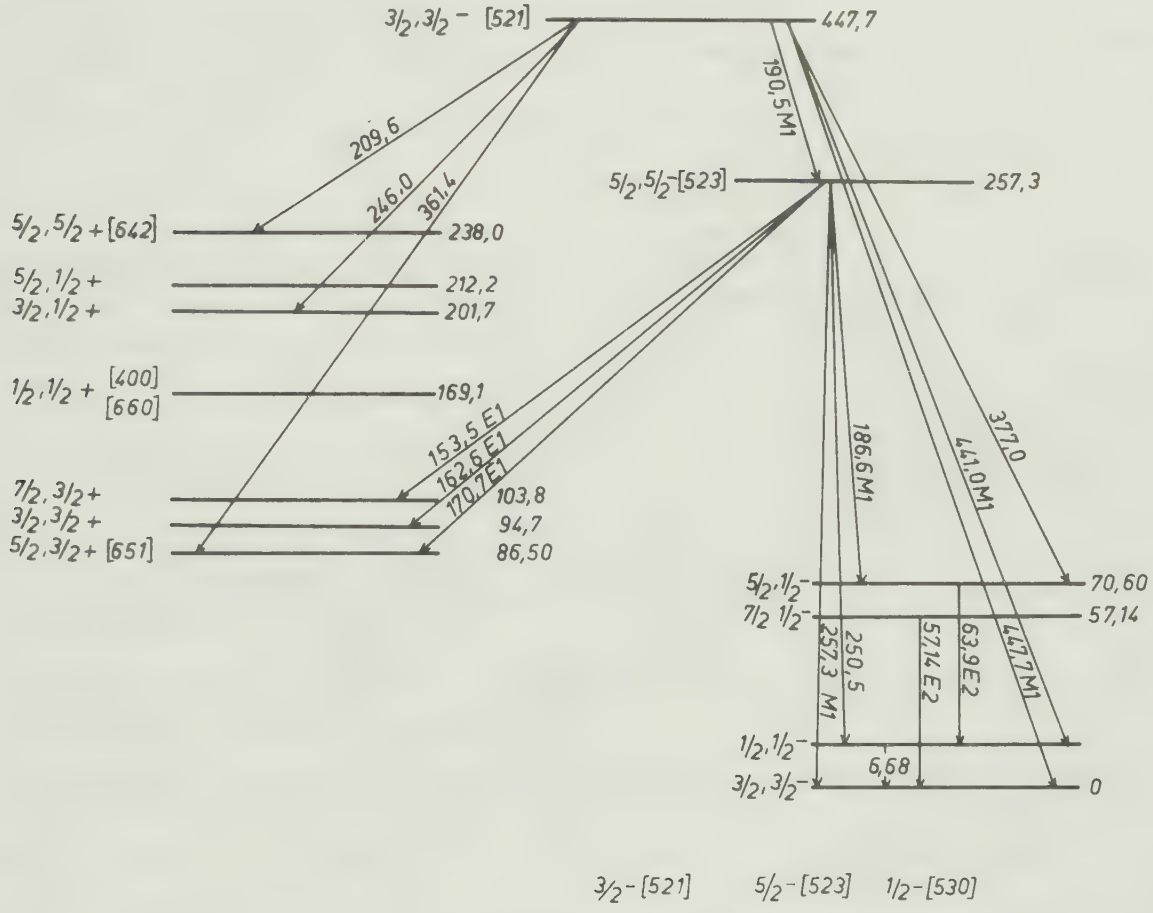


Fig.III.11 - ^{233}Pa - Niveaux de parité négative de basse énergie.

Nous avons mis en évidence pour la première fois, grâce au spectre d'électrons, des transitions provenant de la désexcitation des niveaux de 6,68 keV et 70,6 keV. La transition de 6,68 keV a été étudiée au paragraphe C_2 ; de même, nous avons observé les raies L_{II} et L_{III} d'une transition de 63,93 keV que nous interprétons comme désexcitation vers le niveau intrinsèque du niveau de 70,61 keV.

La transition E_2 de 57 keV suggère l'ordre $\frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{7}{2}$, $\frac{5}{2}$, ce qui conduit à un facteur de découplage $a = -1,35$ et des valeurs au premier et au second ordre des paramètres d'inertie :

$$A = 6,37 \text{ keV}$$
$$B = 2,42 \text{ eV}.$$

3) Bandes de rotation $\frac{1}{2}+(660)$, $\frac{3}{2}+(651)$ et $\frac{5}{2}+(642)$. (fig. III_{12})

On attend ces trois orbitales assez bas en énergie dans ^{233}Pa (NI 69)(fig.I_2). Elles proviennent toutes trois du même niveau sphérique $i\frac{13}{2}$; on prévoit pour la séquence d'états issus de $i\frac{13}{2}$ un fort couplage de Coriolis.

Nous pouvons remarquer que dans la région des noyaux de N impair voisin de 91, on attend théoriquement ces mêmes configurations. Expérimentalement, on a

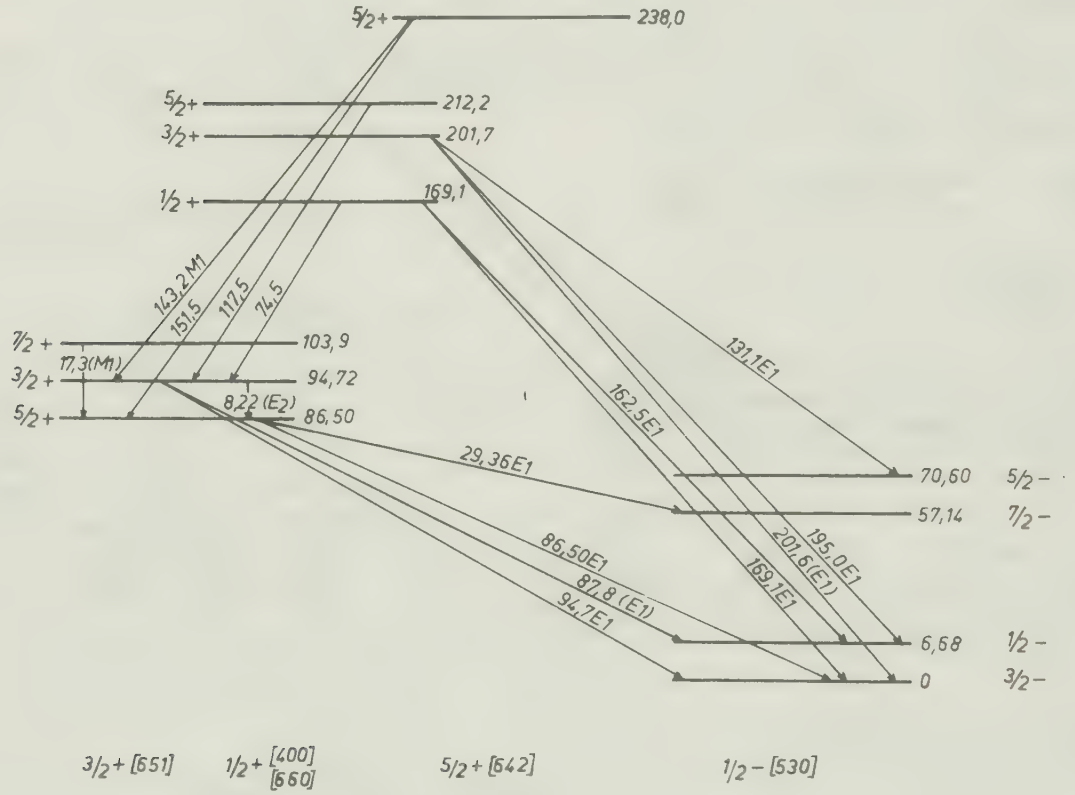


Fig.III.12 - ^{233}Pa - Les trois bandes de rotation issues du niveau $i\frac{13}{2}$

observé effectivement un couplage très important des orbitales mentionnées ci-dessus dans les noyaux de ^{153}Gd , ^{155}Gd , ^{161}Er , ^{163}Er , ^{165}Er , ^{153}Sm , ^{157}Dy .

De plus on voit que le noyau de ^{233}Pa , se situe exactement à l'endroit prévu pour le pseudo-croisement $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{1}{2}+(660)$, et très près de celui de $\frac{3}{2}+(402)$ et $\frac{3}{2}+(651)$, couplages observés eux-aussi dans les noyaux de N impair cités ci-dessus (HJ 70). On doit donc s'attendre à voir à basse énergie des niveaux possédant des configurations très complexes et des bandes de rotation extrêmement perturbées.

Nous allons examiner un par un les niveaux de parité positive de basse énergie du ^{233}Pa (fig. III_{12}). Nous donnons dans le tableau ci-après les facteurs d'empêchement trouvés dans l'étude du ^{237}Np dont l'état fondamental est $\frac{5}{2}+(642)$.

TABLEAU III7- Facteurs d'empêchement α

Niveau excité	F α		
	(BA 62)	(BR 68)	(VA 69)
86,5	5	4,4	6,6
103,9	10	5,1	8,5
107,8	10	-	12,5
212,2	20	7,7	16
237,7	5	2,8	3,5

- Le niveau de 86,5 keV se désexcite par l'intermédiaire de transitions E1 vers les niveaux $\frac{7}{2}$ - et $\frac{3}{2}$ - , il a donc le spin $\frac{5}{2}$ + , ce que confirme d'autre part sa très forte alimentation α .

- Le niveau de 94 keV se désexcite par des transitions E_1 vers les niveaux $\frac{1}{2}$ - et $\frac{3}{2}$ - . Sa désexcitation vers le niveau $\frac{5}{2}$ + de 86 keV rend le spin $\frac{3}{2}$ + plus probable.

- Le niveau de 103,9 keV est très faiblement alimenté par le ^{233}Th et on n'observe donc pas de transitions E1 en provenant et alimentant la bande de parité négative. On observe seulement une transition M1 (vue par spectrographie d'électrons) vers le niveau $\frac{5}{2}$ + ; l'absence de transition vers le niveau $\frac{3}{2}$ + rend le spin $\frac{7}{2}$ + plus probable.

- Le niveau de 169 keV émet des transitions E1 vers les niveaux $\frac{1}{2}$ - et $\frac{3}{2}$ - , d'autre part, il se désexcite seulement vers le niveau $\frac{3}{2}$ + , ce qui suggère un spin $\frac{1}{2}$ + .

- Le niveau de 201,7 keV se désexcite par E1 vers les niveaux $\frac{1}{2}$ - , $\frac{3}{2}$ - , $\frac{5}{2}$ - . Son spin est donc $\frac{3}{2}$ + . Nous remarquons seulement l'absence de transition vers les niveaux de parité positive.

- Le niveau de 212,2 keV : La seule transition en provenant aboutit sur le niveau $\frac{3}{2}$ + ce qui entraine les possibilités $\frac{1}{2}$ + , $\frac{3}{2}$ + , $\frac{5}{2}$ + .

- Le niveau de 238,0 keV . Les transitions partant de ce niveau alimentent les niveaux $\frac{3}{2}$ + et $\frac{5}{2}$ + . L'intensité de l'alimentation par voie α est en faveur de la valeur $\frac{5}{2}$ + pour son spin et sa parité.

D'après le tableau III_7 , nous voyons que les transitions vers les niveaux de 86,5 et 238,0 keV sont favorisées, ce qui conduit donc à penser qu'ils contiennent d'importantes composantes $\frac{5}{2}$ + (642).

Le niveau de 86,5 keV avait été précédemment (HY 64) proposé comme niveau $\frac{5}{2}$ + (642) mais ceci n'expliquait pas les valeurs faibles du facteur de ralentissement F α vers les niveaux de 103 et 212 keV. Browne et Asaro (BR 67) ont donc interprété le niveau de 238,0 keV comme état intrinsèque $\frac{5}{2}$ + (642) et le niveau de 86,5 keV comme le niveau $\frac{5}{2}$ $\frac{3}{2}$ + (651), les deux bandes étant fortement couplées, ce qui explique l'analogie du facteur Fα pour ces deux niveaux.

Le niveau de 94,7 keV est donc l'état intrinsèque $\frac{3}{2}$ + (651) , l'inversion avec le $\frac{5}{2}$ + provenant du couplage de Coriolis entre les trois bandes $\frac{1}{2}$ + (660) , $\frac{3}{2}$ + (651) et $\frac{5}{2}$ + (642) .

Le niveau de 103 keV serait alors le niveau de rotation $\frac{7}{2}\ \frac{3}{2}+(651)$. Par désintégration α, on alimente le niveau $\frac{9}{2}+$ à 109 keV.

Le niveau de 169,1 keV est évidemment l'état intrinsèque de la bande $\frac{1}{2}+$ (bande composée des orbitales $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{1}{2}+(660)$. Les niveaux de 102,7 et 212,2 keV sont alors les niveaux de rotation $\frac{3}{2}+$ et $\frac{5}{2}+$ de cette bande. On peut remarquer que la transition β^- vue par Freedmann (FR 58) à 1073 keV alimente vraisemblablement le niveau de 169 keV.

Le seul niveau appartenant à la bande $\frac{5}{2}+(642)$ observé dans la désintégration du ^{233}Th est l'état intrinsèque à 238,0 keV. On alimente par voie α des niveaux à 301 et 365 keV qui seraient (BR 68, HO 69) les niveaux de rotation $\frac{7}{2}+$ et $\frac{9}{2}+$ respectivement.

Piepenbring a calculé les caractéristiques de l'interaction de Coriolis à 3 bandes $\frac{1}{2}+(660)$, $\frac{3}{2}+(651)$ et $\frac{5}{2}+(642)$ en partant des énergies expérimentales :
$E_{\frac{11}{22}} = 169,4$; $E_{\frac{31}{22}} = 201,7$; $E_{\frac{51}{22}} = 212,4$; $E_{\frac{71}{22}} = 279,8$; $E_{\frac{33}{22}} = 94,6$; $E_{\frac{53}{22}} = 86,5$;
$E_{\frac{73}{22}} = 103,7$; $E_{\frac{93}{22}} = 108,5$; $E_{\frac{55}{22}} = 238,2$; $E_{\frac{75}{22}} = 301$; $E_{\frac{95}{22}} = 365$.

Les résultats d'un des best-fit sont reportés dans le tableau III_8. On remarque l'importance escomptée du couplage. Il est intéressant de constater que le paramètre de découplage obtenu pour la bande $\frac{1}{2}+$ est $a = 0,84$. Les paramètres de découplages théoriques pour des bandes non couplées sont, pour une déformation $\varepsilon_2 = 0,2$ (NI 69)

$\frac{1}{2}+(660)$ $\quad a = 6,85$

$\frac{1}{2}+(400)$ $\quad a = 0.45$

Etudiant le couplage des deux mêmes bandes pour ^{161}Er, Chernej et Pyatov (CH 69) ont montré que la somme des paramètres de découplage des deux bandes mélangées est égale à la somme de ces paramètres pour les bandes non couplées. On peut donc s'attendre pour la deuxième bande $\frac{1}{2}+$ à un paramètre de découplage $a = 6,4$, ce qui impliquerait l'ordre suivant des niveaux : $\frac{5}{2}$, $\frac{9}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{13}{2}$, $\frac{3}{2}$.

Nous avons cherché à mettre en évidence une telle bande de rotation. Malheureusement les seuls autres niveaux de parité positive sont situés au-dessus de 450 keV et ont des spins qui ne dépassent pas $\frac{5}{2}+$, ce qui rend pratiquement impossible l'identification d'une bande de rotation aussi perturbée. On pourrait penser que les niveaux de 553,9 ; 585,5 et 811,6 keV appartiennent à cette bande, mais un grand nombre de niveaux collectifs sont attendus dans cette région.

Il serait possible, avec un plus grand nombre de données d'inclure dans un calcul le couplage $\Delta N = 2$ (comme Borggreen et al. (BO 70) l'ont fait pour le cas du ^{155}Gd).

TABLEAU III$_8$ *

Couplage de Coriolis à trois bandes dans ^{233}Pa.

Niveau	E exp (keV)	E calculée (keV)
$\frac{1}{2}+\frac{1}{2}$ (660)	169.1	169.4
$\frac{3}{2}$	201.7	201.6
$\frac{5}{2}$	212.2	199.0
$\frac{7}{2}$	279.8	251.0
$\frac{3}{2}+\frac{3}{2}$ (651)	94.7	94.7
$\frac{5}{2}$	86.5	88.4
$\frac{7}{2}$	103.8	97.2
$\frac{9}{2}$	108.5	111.1
$\frac{5}{2}+\frac{5}{2}$ (642)	238.2	234.0
$\frac{7}{2}$	(301)	304.8
$(\frac{9}{2})$	(365)	365.3
$\varepsilon_{\frac{1}{2}}$		169.4 keV
$\varepsilon_{\frac{3}{2}}$		81.5 keV
$\varepsilon_{\frac{5}{2}}$		153.8 keV
A		4.90 keV
$<\frac{3}{2}+\|j+\|\frac{1}{2}+>$		2.70 keV
$<\frac{5}{2}+\|j+\|\frac{3}{2}+>$		4.60 keV
a		0.84

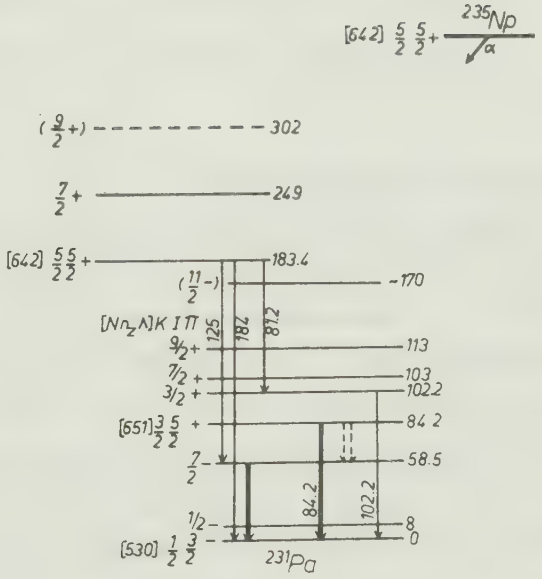


Fig. III. 13 - ^{231}Pa - Schéma de niveau (BR 69)

La matrice du hamiltonien prendrait alors la forme :

$$\begin{pmatrix} E_{\frac{1}{2}[400]} & \Delta N = 2 & C & 0 & 0 \\ \Delta N = 2 & E_{\frac{1}{2}[660]} & 0 & C & 0 \\ C & 0 & E_{\frac{3}{2}[402]} & \Delta N = 2 & 0 \\ 0 & C & \Delta N = 2 & E_{\frac{3}{2}[651]} & C \\ 0 & 0 & 0 & C & E_{\frac{5}{2}[642]} \end{pmatrix}$$

* Je remercie très vivement Monsieur Piepenbring de nous avoir communiqué ses résultats avant publication.

Comparaison avec ^{231}Pa

Si l'on considère le schéma de niveaux du ^{231}Pa (BR 69) on peut constater qu'on trouve les mêmes bandes de parité positive dont les niveaux se succèdent exactement dans le même ordre que ceux du ^{233}Pa (fig. III_{13}) .

Les déformations calculées par minimisation de l'énergie potentielle sont pour ^{231}Pa $\epsilon_2 = 0.19$ et $\epsilon_4 = -0.056$.

4) Niveaux de parité négative

- Le niveau de 257,3 keV se désexcite par des transitions E1 vers des niveaux $\frac{3}{2}+$, $\frac{5}{2}+$, $\frac{7}{2}+$; son spin est donc $\frac{5}{2}$. On observe des transitions vers tous les niveaux de la bande $\frac{1}{2}$ - (530) ayant des spins inférieurs à $\frac{7}{2}$.

L'état $\frac{5}{2}$ - (523) est le seul état $\frac{5}{2}$ - attendu dans cette région. Nous proposons cette interprétation pour le niveau de 257,3 keV.

On peut voir d'après les rapports d'embranchements théoriques que la transition E_1 de 153,5 keV semble trop forte pour une configuration $\frac{5}{2}$ - (523) pure. Mais ce désaccord peut vraisemblablement être expliqué par le couplage de Coriolis avec la bande $\frac{3}{2}$ - (521) combiné aux effets (PI 66) des vibrations octupolaires $I^{\pi}K = 1^{-}0$ du coeur (observées environ à 500 keV dans cette région).

On peut remarquer que la transition M1 de 257,3 keV est interdite K ; une transition analogue $\frac{3}{2}$ $\frac{1}{2}$-(530) → $\frac{5}{2}$ $\frac{5}{2}$ - (523) a été observée dans le ^{237}Np (YA 66).

- Le niveau de 447,7 keV émet une forte transition M1 vers le niveau de 257,3 keV. Les transitions M 1 vers les niveaux $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ de la bande $\frac{1}{2}$ - (530) conduisent à un spin $\frac{3}{2}$- .

Deux états $\frac{3}{2}$ - existent dans cette région : $\frac{3}{2}$ - (521) et $\frac{3}{2}$ - (532). Nous avons étudié les rapports de probabilités des transitions M1 de 377, 441 et 447 keV vers la bande $\frac{1}{2}$ - (530) et nous avons trouvé un désaccord extrêmement important avec les valeurs théoriques. Ceci incite à penser qu'il s'agit de l'état $\frac{3}{2}$ - (521) pour lequel l'importante interaction de Coriolis prévue avec la bande $\frac{1}{2}$ - (530) pourrait expliquer ces désaccords (PI 70b).

5) Niveaux de haute énergie

De nombreux niveaux apparaissent au-dessus de 450 keV. Nous nous sommes bornés à mettre des fourchettes de spins.

Nous suggérons que le niveau de 669,8 keV, vraisemblablement $\frac{3}{2}$ - , soit le niveau γ - vibrationnel $\Omega = K - 2$ bâti sur l'état $\frac{1}{2}$ - (530). De même le niveau de 764,5 keV pourrait être le niveau γ - vibrationnel $\Omega = K - 2$ bâti sur l'état $\frac{3}{2}$ + (651) .

F - RESUME DES PROBLEMES ABORDES

L'étude détaillée de la désintégration de ^{233}Th a permis de multiplier environ par un facteur 10 le nombre de transitions connues et de construire le schéma de niveaux de ^{233}Pa.

Ce schéma avait été récemment élaboré sur la base de résultats de coïncidences Na I - Ge(Li) et de règles de sommes, et les résultats différaient notablement suivant les auteurs. Grâce à des expériences avec deux détecteurs semi-conducteurs en ligne avec un IBM 360-50 nous avons pu donner un schéma de niveaux jusqu'à 1 MeV.

La spectrométrie d'électrons de très basse énergie a rendu possible l'observation de transitions d'énergie inférieure à 10 keV nécessaires à la compréhension des niveaux inférieurs du schéma.

L'étude du couplage de Coriolis entre les trois bandes $\frac{1}{2}+(660)$, $\frac{3}{2}+(651)$ et $\frac{5}{2}+(642)$ a montré que l'intensité de ce couplage était telle qu'on pouvait, dans l'état actuel de la connaissance de ce noyau, interpréter les niveaux uniquement à l'aide du couplage de Coriolis et du couplage $\Delta N = \pm 2$.

Il en va différemment en ce qui concerne la compréhension des détails de la conversion interne de deux transitions E_1 . Dans ce cas, étant donnée l'interdiction de l'élément de matrice nucléaire pour l'émission γ , les petits mélanges de configuration intervenant dans l'élément de matrice de pénétration des électrons dans le volume nucléaire sont très importants. Nous avons observé une différence notable entre le comportement de deux transitions E_1 issues d'un même niveau et alimentant la bande de rotation du niveau fondamental, l'une ayant une conversion normale, l'autre présentant une très forte anomalie dans les sous-couches L et M . Les données actuelles ne nous permettent pas d'étudier quantitativement ce phénomène qui a aussi été trouvé dans un autre isotope du protactinium, le ^{231}Pa .

CHAPITRE IV

A - INTRODUCTION

Au cours des toutes dernières années, un grand nombre d'isotopes de la région des platine aux osmium ont été étudiés au moyen des techniques en ligne de l'expérience ISOLDE au CERN (HA 69, FO 69, FI 70, ER 70).

Dans ce chapitre nous allons présenter l'étude de la désintégration $^{187}Pt \rightarrow {}^{187}Ir$. Ce travail permet l'extension à la zone déficiente en neutrons de la connaissance des isotopes impairs de l'iridium.

L'étude des isotopes de l'iridium plus proches de la stabilité (^{193}Ir à ^{189}Ir) a connu des développements importants au cours de ces dernières années (AV 69, LI 69, CO 69, PI 69, NO 69a, ME 70, AV 70, BE 70, MA 70, BA 70, NØ 71, BA 71). Les propriétés de ces noyaux ont été interprétées à l'aide de différents modèles (modèle du coeur excité, modèle pairing-plus-quadrupole, modèle de Nilsson). Il est intéressant de voir si le noyau de ^{187}Ir, pour lequel on attend une déformation plus importante, peut s'interpréter en termes de modèle à quasi-particule individuelle comportant un certain nombre de couplages. Une telle interprétation en plus de son intérêt propre, constituerait aussi une nouvelle justification de l'application de ce modèle aux autres isotopes plus proches de la stabilité (BE 70, MA 70).

B - PREPARATION DES SOURCES

Nous avons étudié les niveaux de ^{187}Ir obtenus par la désintégration par capture électronique et émission β^+ de ^{187}Hg produit par spallation lors du bombardement d'une cible de plomb par le faisceau externe de protons de 600 MeV du synchrocyclotron du CERN. Le mercure était alors séparé isotopiquement par le séparateur en ligne ISOLDE (KJ 70) (voir II A-3).

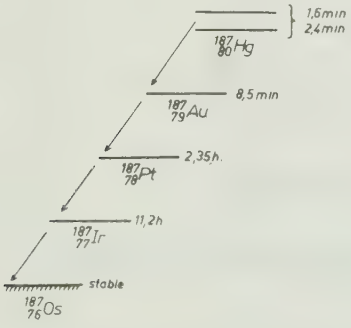


Fig.IV.1 - Décroissance de la chaîne A = 187

Les sources étaient collectées "hors ligne" sur une feuille d'aluminium. Les différentes périodes de la chaîne A = 187 sont telles que l'identification du platine est aisée : les sources étaient utilisées au bout d'une heure environ pour laisser décroître les périodes courtes, et les comptages étaient limités à 2 h ou 3 h pour éviter une trop longue accumulation du descendant.

La décroissance de la chaîne A = 187 est représentée fig. IV_1.

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Spectrométrie γ

Nous avons observé le spectre γ direct avec deux détecteurs Ge(Li). L'un, de volume 1 cm^3 et de résolution 1 KeV pour ^{57}Co (Laboratoire de Chimie Nucléaire de Strasbourg) a été utilisé pour la partie basse énergie du spectre et pour déterminer les énergies des transitions. Le second, de volume 35 cm^3 et de résolution 2,4 KeV à 1 MeV (Ortec) a été utilisé pour la partie haute énergie du spectre. Un spectre réalisé avec la petite jonction est représenté fig. IV_2.

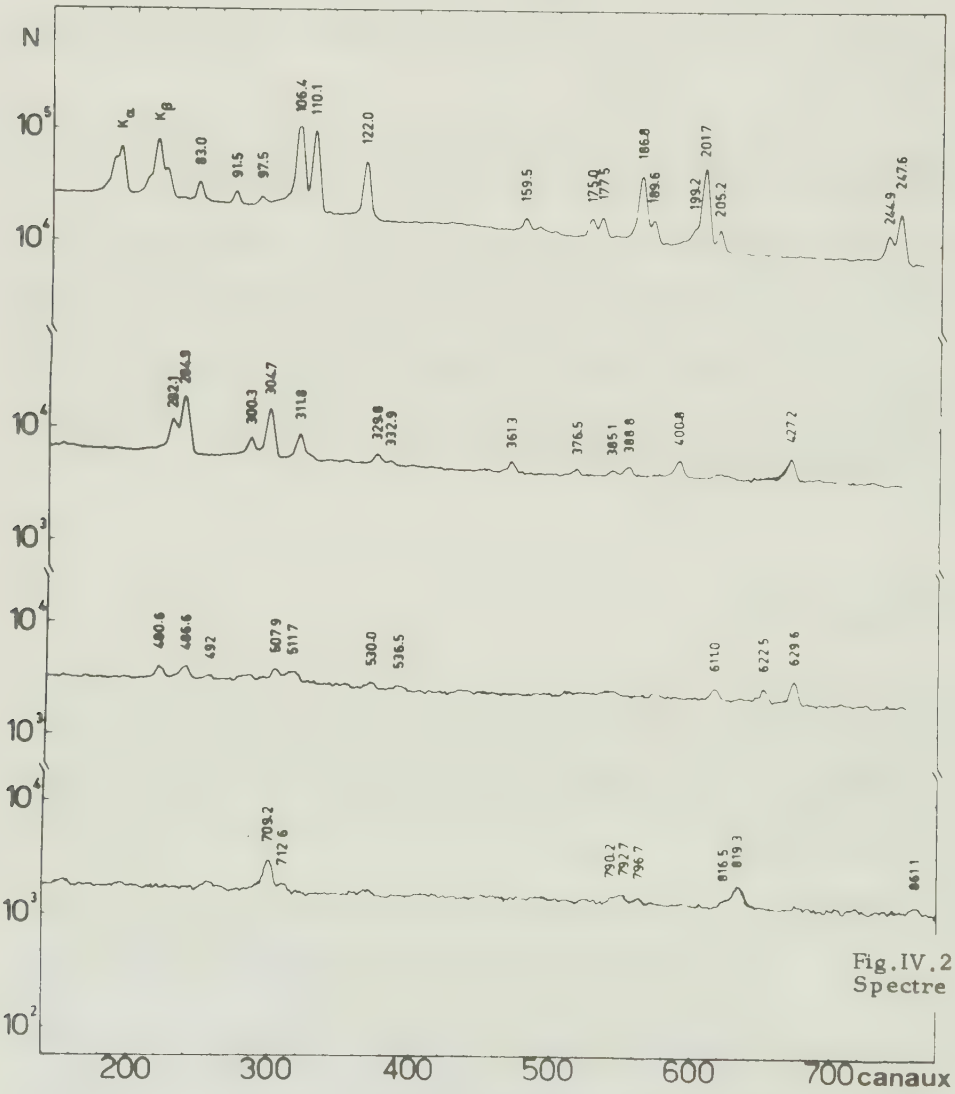


Fig.IV.2 - $^{187}Pt \rightarrow {}^{187}Ir$
Spectre γ.

La mesure des énergies a été effectuée en enregistrant simultanément le spectre de ^{187}Pt et celui d'une source étalon de ^{56}Co.

Une détermination de la période des pics les plus importants (106,4 ; 110,0 ; 122,0 ; 186,9 ; 201,5 ; 247,6 ; 284,9 ; 304,8 et 819,3) a été faite, ne mettant

TABLEAU IV 1

Transitions γ émises au cours de la désintégration $^{187}Pt \longrightarrow {}^{187}Ir$

E_γ	I_γ
76.09 ± 0.03 [a,b]	< 20
79.57 ± 0.05 [a]	1 ± 0.5
83.01 ± 0.03	23 ± 2
91.47 ± 0.05	8.7 ± 0.9
97.53 ± 0.05 [a]	3.2 ± 0.5
106.43 ± 0.03	100
107.8 ± 0.1 [a,b]	———
110.05 ± 0.03	65 ± 6
121.99 ± 0.04	33 ± 3
159.49 ± 0.08 [a]	4.6 ± 0.8
162.5 ± 0.07 [a]	1 ± 0.5
166.3 ± 0.1	0.5 ± 0.2
174.99 ± 0.05	8.0 ± 0.8
186.2 ± 0.1 [a,c]	59.5 ± 6
186.9 ± 0.1 [a,c]	
189.61 ± 0.06	10.8 ± 1.0
199.22 ± 0.10	8.5 ± 1.0
200.8 ± 0.2 [a,d]	81.5 ± 8
201.5 ± 0.15 [a,d]	
201.8 ± 0.15 [a,d]	
205.19 ± 0.08	9.5 ± 1.0
244.8 ± 0.2 [a,e]	17 ± 2
245.1 ± 0.2 [a,e]	
247.61 ± 0.08	42 ± 4
282.10 ± 0.08	27 ± 4
284.87 ± 0.08	63 ± 6
285.0 [f]	
300.3 ± 0.1	12.5 ± 1
304.75 ± 0.08	49 ± 5
311.76 ± 0.10	21 ± 2
329.81 ± 0.15	8 ± 1
332.9 ± 0.2	2.9 ± 0.6
361.3 ± 0.1	8.2 ± 1
376.5 ± 0.15	4.1 ± 0.8
385.2 ± 0.2	4.6 ± 0.8
388.8 ± 0.15	8 ± 1
400.8 ± 0.1 [g]	18 ± 3
427.2 ± 0.1	25 ± 4
480.6 ± 0.15	13 ± 1

Tableau IV.1 (suite)

E_γ	I_γ
486.6 ± 0.15	14 ± 1
492.0 ± 0.4 (h)	4 ± 1
507.9 ± 0.2	15 ± 1.5
511.7 ± 0.3	≥ 16
530.0 ± 0.3	7.4 ± 1.0
536.5 ± 0.4	6.3 ± 1.5
622.5 ± 0.15	15 ± 2
629.6 ± 0.1	31 ± 3
696.0 ± 0.3	10 ± 3
709.2 ± 0.1	59 ± 5
712.6 ± 0.3	11.6 ± 1.6
732.0 ± 0.4	6 ± 3
790.2 ± 0.4	10 ± 3
792.7 ± 0.4	13 ± 3
796.7 ± 0.3	10 ± 2
816.5 ± 0.4	12 ± 2
819.3 ± 0.2	42 ± 4
861.1 ± 0.4	11 ± 2
891.8 ± 0.6	7.5 ± 2
895.4 ± 0.3	20 ± 3
912.7 ± 0.3 (h)	20 ± 4
977.9 ± 0.4 (h)	18 ± 7
1145.5 ± 0.3	19 ± 4
1149.4 ± 0.5	12 ± 4
1157.0 ± 0.7	13 ± 4
1255.4 ± 0.3	27 ± 4
1269.5 ± 0.5	11 ± 2

a) Energie déterminée d'après les spectres d'électrons.

b) Seules des raies d'électrons ont été observées pour ces transitions.

c) Le dédoublement de ces transitions a été mis en évidence par la séparation des raies K correspondantes. Voir discussion 3 G).

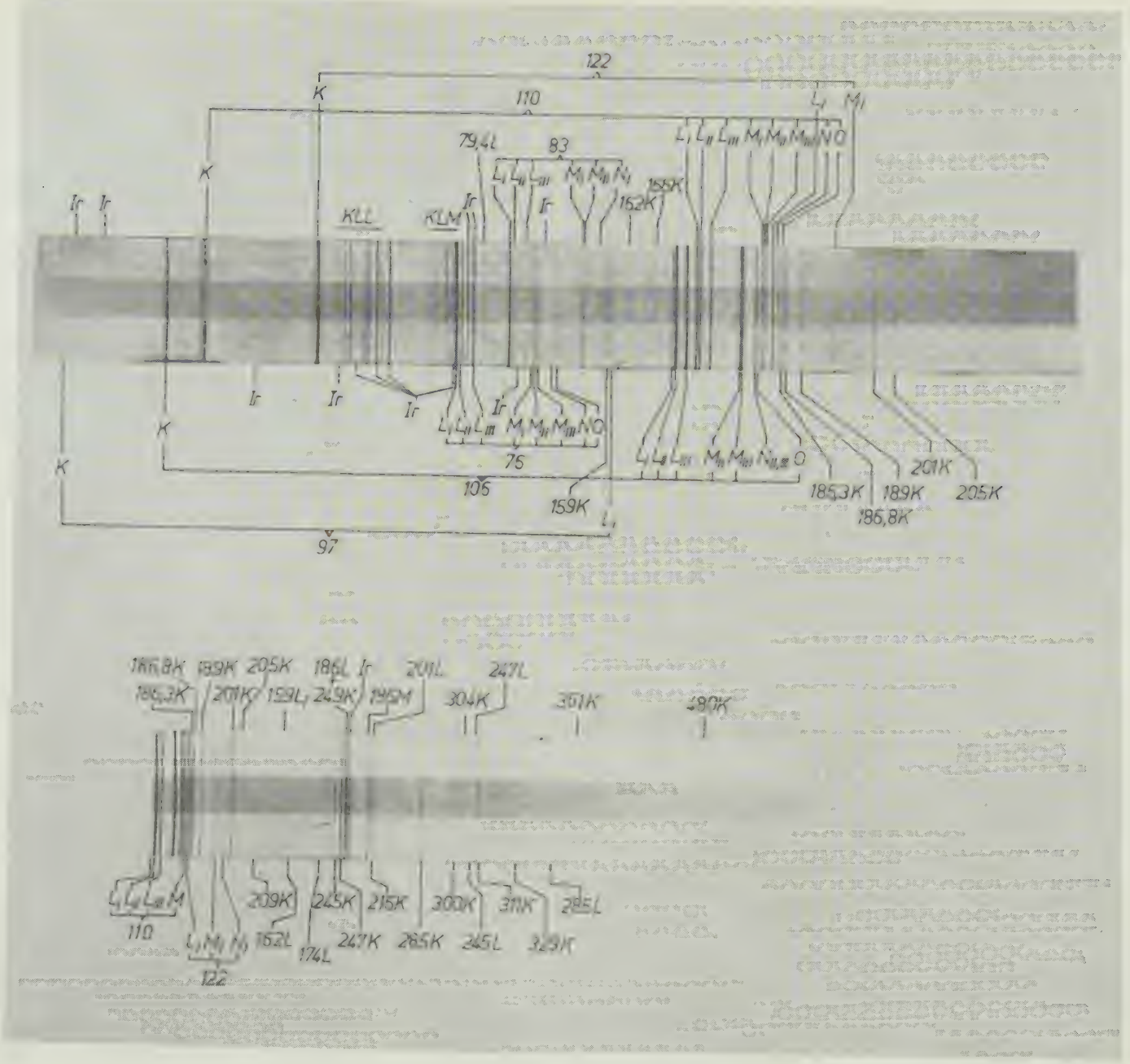
d) Ces transitions ont été séparées par décomposition des raies K correspondantes. Voir 3 G).

e) Dédoublement mis en évidence par la décomposition des raies K.

f) Transitions superposées (voir tableau IV 7)

g) Transitions superposées à des transitions de ^{187}Ir, et dont l'existence a été confirmée par des coincidences $\gamma - \gamma$.

h) Transitions superposées à des transitions de ^{187}Ir.


122
K
110
L1 M1
79,4L
83
L1 LII LIII M1 MII MIII N O
155K
152K
KLL
KLM
Ir
K
75
105
159K
97
185,3K
189K
205K
186,8K
201K
247L
304K
351K
280K
209K
245K
215K
300K
311K
285L
110
152L
174L
247K
285K
245L
329K
122

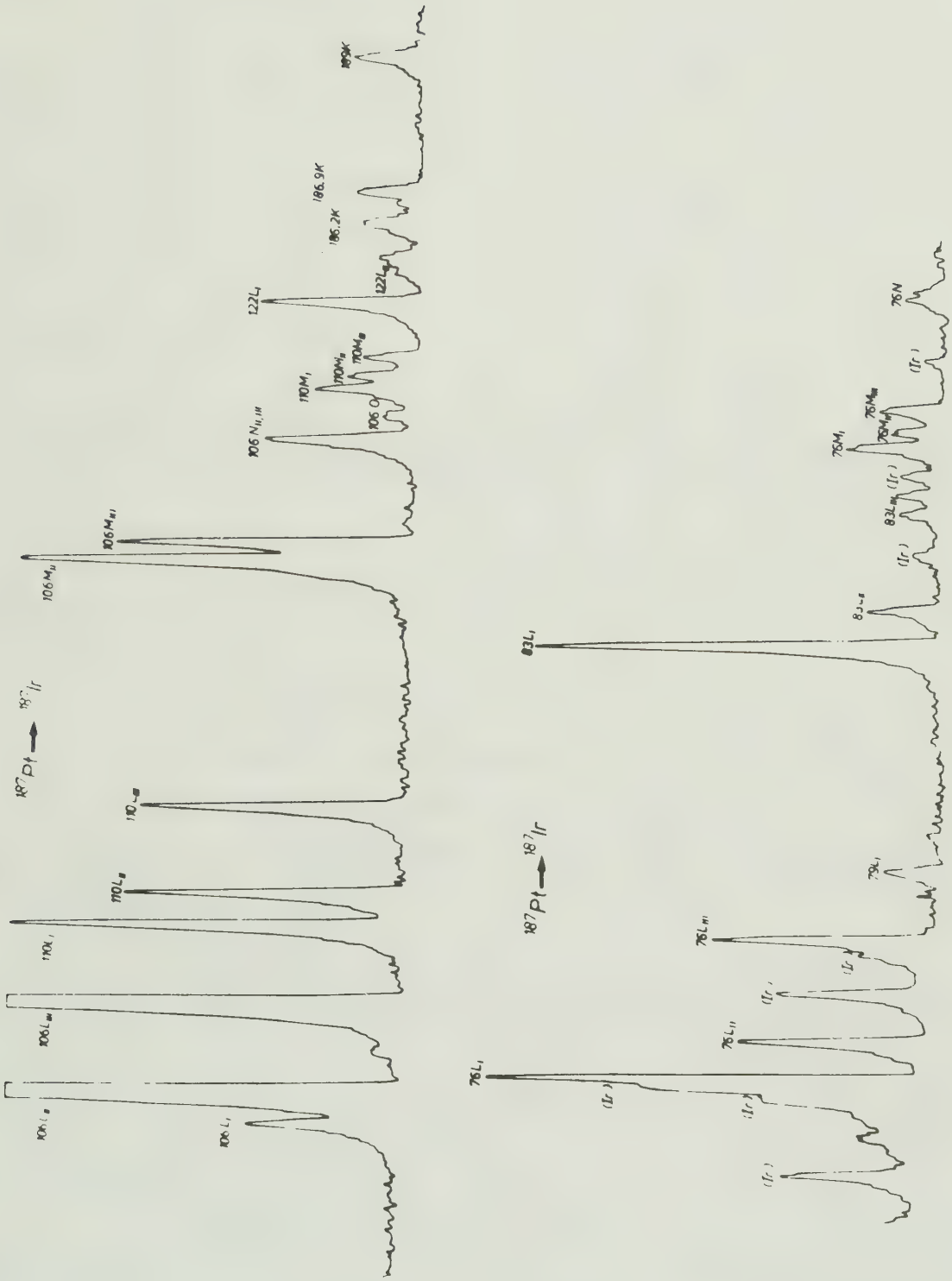


Fig. IV .4 - $^{187}Pt \rightarrow {}^{187}Ir$ - Microdensitogrammes.

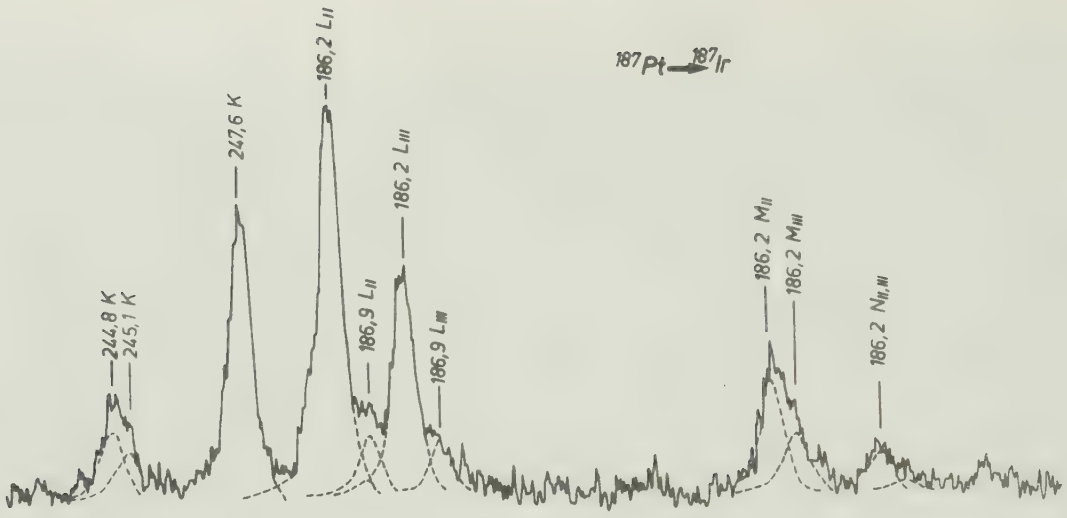


Fig.IV.5 - $^{187}Pt \rightarrow ^{187}Ir$ - Microdensitogramme.

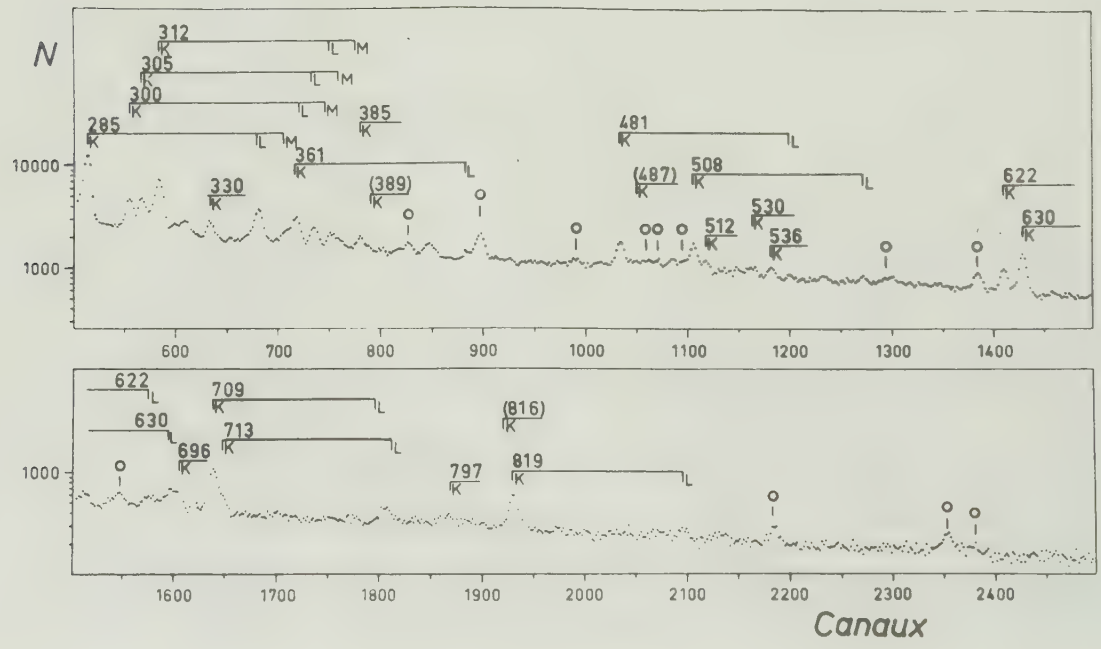


Fig.IV.6 - $^{187}Pt \rightarrow ^{187}Ir$ - Spectre d'électrons Si(Li)

en évidence qu'une seule période pour ^{187}Pt : T = 2,35 ± 0,03 h (et donc pas d'état isomérique comme c'est le cas du ^{185}Pt. (FI 70, IS 72)).

Les résultats d'énergie et d'intensité sont reportés dans le tableau IV_1. Afin de donner un sommaire de l'ensemble des transitions observées, nous avons reporté aussi dans la première colonne les transitions qui ont été observées par des raies de conversion et les expériences de coïncidences γ-γ. Certaines transitions dont l'existence a été établie d'une manière complexe, mettant en jeu à la fois des résultats de spectrométrie γ, d'électrons et de coïncidences seront étudiées en détail dans le paragraphe C-5.

2) Spectrométrie d'électrons

Nous avons observé le spectre de conversion interne du ^{187}Pt avec un spectrographe semi-circulaire, un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ et une jonction au silicium.

- Le spectrographe semi-circulaire est de type classique (chapitre II-A). Le spectre a été enregistré avec des champs de 95 et 250 gauss qui ont permis d'observer des raies de 20 à 350 KeV avec une résolution de 0.25 à 0.08%. Deux films effectués dans ces conditions avec respectivement 5 et 7 superpositions de sources sont reproduits figure IV_3. Chaque film est séparé longitudinalement en trois parties représentant (pour chaque source) de bas en haut :

- La première partie de l'exposition
- La totalité de l'exposition
- La deuxième partie de l'exposition.

Ceci a permis de constater que la seule période longue était due à la décroissance de ^{187}Ir (11 h) dont on voit apparaître les raies, plus intenses sur la plage supérieure que sur la plage inférieure. Des portions de microdensitogrammes sont représentés fig. IV_4 et IV_5.

- Un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ de rayon 18 cm, ayant un compteur Geiger comme détecteur (AR 56) a été utilisé avec des résolutions de 0.3% et 1%, correspondant à des transmissions du même ordre pour obtenir le spectre de 20 à 350 KeV. Les comptages ont été corrigés de la décroissance ;

Une jonction Si(Li) de surface 100 mm² et d'épaisseur 3 mm a permis d'observer la partie haute énergie du spectre de 200 à 1200 keV avec une résolution de 3 keV (fig. IV 6).

Nous avons effectué des mesures d'énergie avec le spectrographe semi-circulaire en utilisant comme auto-étalonnage les raies provenant de transitions mesurées à l'aide de la petite jonction Ge(Li). Les rapports LI/LII/LIII de plusieurs transitions M1 + E2 ont pu être mesurés avec ce spectrographe et sont reportés dans le tableau IV_2.

TABLEAU IV 2

E_γ (keV)	Rapports mesurés	Valeur Expérimentale	(M_1) th.	(E_2) th.	Taux de M_1
83,05	L_I/L_{II}	6,0 ± 30 %	10,2	0,041	(97 ± 1) %
	L_I/L_{III}	12,5 ± 30 %	98,5	0,047	
106,43	L_I/L_{II}	0,055 ± 50 %	10,3	0,076	< 1 %
	L_I/L_{III}	0,068 ± 50 %	100,1	0,090	
110,05	L_I/L_{II}	1,33 ± 20 %	10,3	0,082	(70^{+4}_{-5}) %
121,99	L_I/L_{II}	5,8 + 20 %	10,2	0,106	95 ± 2 %

Nous avons comparé sur une même plage d'énergie les intensités des raies obtenues avec le spectrographe et le spectromètre $\pi\sqrt{2}$ en additionnant sur les micro-densitogrammes un certain nombre de raies non séparées avec le $\pi\sqrt{2}$. En les comparant au spectre obtenu avec le $\pi\sqrt{2}$, nous avons vérifié que l'accord était satisfaisant. Nous avons donc utilisé les intensités obtenues avec le spectrographe, de meilleure résolution, entre 20 et 235 keV, et celles obtenues avec la jonction Si(Li) au-delà.

Les résultats ont été rassemblés dans les tableaux IV-3a, IV-3b et IV-4. Les intensités reportées ont été normalisées par rapport à la transition de 106.43 keV qui a apparu être de multipolarité E2 pure, et sont données en unités directement comparables à celles du tableau IV-1 pour le calcul des coefficients de conversion absolus. Les coefficients de conversion sont comparés aux valeurs théoriques de Hager et Seltzer (HA 67) pour les couches K, L et M , et à celles de Dragoun et al. (DR 68, DR 69) pour les sous-couches N et O .

Le tableau IV-3a reporte, groupés par transition d'origine, les résultats obtenus avec le spectrographe semi-circulaire. Le tableau IV-3b donne les intensités des raies observées avec la jonction Si(Li). Enfin le tableau IV-4 compare le spectre Auger K de l'iridium obtenu par la décroissance du ^{187}Pt avec les spectres Auger K d'éléments voisins.

TABLEAU IV-3a : SPECTRE DE CONVERSION INTERNE $^{187}Pt \rightarrow {}^{187}Ir$ (Spectrographe 180°)

Energie retenue	E_{e^-}	Attribution	I_{e^-}	α_{exp}	$\alpha(E_1)$	$\alpha(M_2)$	$\alpha(E_3)$	Multipolarité
76.09 ± 0.03	62.67	76.08 L_1	19.4 ± 2.0		0.067	31	4.65	
	63.26	76.08 L_2	8.2 ± 1.0		0.028	3.25	204	
	64.88	76.09 L_3	10.4 ± 1.0		0.032	9.1	173	
	72.91	76.09 M_1	5.4 ± 0.7		0.015	7.6	1.54	M_2 (5±2) % E3
	73.17	76.08 M_2 (c)	2.6 ± 0.3		0.0062	0.88	55	
	73.53	76.08 M_3	3.0 ± 0.4		0.0072	2.63	46.5	
	75.23	76.1 $N_{1,2}$	1.7 ± 0.5		0.0053	2.33	15.7	
	75.40	76.1 N_3	1.3 ± 0.5		0.0018	0.635	14.6	
	75.85	76.1 $N_{4,5}$	0.4 ± 0.2		0.00019	0.011	1.2	
	76.05	76.1 O	0.6 ± 0.2		0.00113	0.48	4.5	
					$\alpha(M_1)$	$\alpha(E_2)$	$\alpha(E_1)$	
79.36 ± 0.05	65.95	79.36 L_1	2.2 ± 0.5	2.2 ± 1	1.52	0.145		M_1 (E_2 < 29%)
					$\alpha(M_1)$	$\alpha(E_2)$		
83.01 ± 0.03	69.60	83.01 L_1	20 ± 2	0.87 ± 0.17	1.33	0.146		
	70.18	83.00 L_2	3.3 ± 0.5	0.14 ± 0.04	0.13	3.62		(97 ± 1)%M_1)
	71.78	83.00 L_3	1.6 ± 0.5	0.06 ± 0.04	0.0135	3.29		
	79.84	83.01 M_1	6.4 ± 0.7	0.28 ± 0.05	0.30	0.037		
	80.15	83.06 M_2	0.8 ± 0.3	0.035± 0.014	0.032	0.85		
	82.35	83.05 N_1	0.9 ± 0.3	0.04 ± 0.016	0.08	0.0106		
91.47[a] ± 0.05		L_1	< 0.5	< 0.06	1.01	0.119	0.043	E_1
97.53 ± 0.05	21.44	97.55 K	7.3 ± 1	2.3 ± 1	5.65	0.795		
	84.11	97.53 L_1	3.2 ± 0.5	1.0 ± 0.3	0.845	0.105		M_1
106.43± 0.04	30.32[b]	106.43 K	50 ± 15	0.5 ± 0.2	4.37	0.71		E_2 (M_1 < 1%)
	92.99	106.40 L_1	6.8 ± 3	0.07 ± 0.035	0.65	0.087		
	93.61[b]	106.43 L_2	123 ± 17	1.23 ± 0.17	0.063	1.40		
	95.22[b]	106.43 L_3	98 ± 10	0.98 ± 0.1 (d)	0.0064	0.98		
	103.54	106.45 M_2	(e)		0.016	0.30		
	103.88	106.43 M_3	24 ± 3	0.24 ± 0.03	0.0018	0.25		
	105.89	106.4 $N_{2,3}$	16 ± 2	0.16 ± 0.02	0.0047	0.14		
	106.37	106.4 $O_{2,3}$	2.4 ± 0.5	0.24 ± 0.05	0.075	0.024		
110.05[a] 0.04	33.95[b]	110.06 K	182 ± 30	2.8 ± 0.7	3.85	0.66		($70\pm^{4}_{5}$) % M_1
	96.63[b]	110.05 L_1	36 ± 3	0.54 ± 0.15	0.575	0.079		
	97.23[b]	110.05 L_2	27 ± 3	0.4 ± 0.07	0.058	0.985		
	98.85	110.06 L_3	(f)		0.0059	0.83		
	106.86	110.04 M_1	8,9 ± 1.0	0.14 ± 0.03	0.13	0.019		
	107.15	110.06 M_2	6.2 ± 1	0.10 ± 0.025	0.014	0.23		
	107.50	110.05 M_3	6.1 ± 1	0.09 ± 0.02	0.0015	0.20		
	109.48	110.0 $N_{1,2}$	4 ± 1	0.045± 0.017	0.046	0.07		
	109.95	110.0 O	1.6 ± 0.5	0.023± 0.009	0.067	0.0196		
121.99[a]±0.04	45.88[b]	121.99 K	107 ± 15	3.3 ± 0.7	2.95	0.55		(95±2) % M_1
	108.57[b]	121.99 L_1	17 ± 2	0.5 ± 0.1	0.44	0.065		
	109.17	122.00 L_2	2.0 ± 0.7	0.06 ± 0.03	0.043	0.615		
	118.9	122.0 M	3 ± 0.7	0.10 ± 0.03	0.11	0.029		
159.49 ± 0.08	83.38	159.49 K	4.7 ± 0.6	1.0 ± 0.4	1.39	0.305		M_1
	146.1	159.5 L_1	1.2 ± 0.4	0.26 ± 0.1	0.20	0.036		
162.4[g] ± 0.15	86.37	162.47 K	2.0 ± 0.5		1.30	0.265		
	148.9	162.3 L_1	0.7 ± 0.3		0.18	0.032		
166.26± 0.15	90.15	166.26 K	1.0 ± 0.5	2 ± 1	1.21	0.275		(M_1 M_2)

174.99 ± 0.05	98.9	175.0	K	13[h]		1.6	± 0.6	1.07	0.245		M_1
	161.5	174.9	L_1	0.8	± 0.4	0.1	± 0.06	0.15	0.028		
—								$\alpha(M_1)$	$\alpha(E_2)$	$\alpha(E_3)$	
186.2 ± 0.1	110.08	186.28	K	8	± 1	0.55	± 0.14[i]	0.88	0.21	0.58	E_3
	173.5	186.3	L_2	30	± 3	2.0	± 0.5	0.10	0.013	1.57	
	175.0	186.2	L_3	17.5	± 2	1.2	± 0.4	0.0012	0.062	0.86	
	183.2	186.1	M_2	10	± 2	0.7	± 0.25	0.033	0.030	0.46	
	183.7	186.3	M_3	5.3	± 1	0.37	± 0.13	0.0003	0.017	0.23	
	185.7	186.2	$N_{2,3}$	4.5	± 1	0.31	± 0.12	0.0009	0.010	0.19	
186.9 ± 0.1	110.77	186.88	K	9	± 1	0.17	± 0.04	0.88	0.20		E_2
	174.1	186.9	L_2	4.5	± 1.5	0.10	± 0.04	0.013	0.094		
	175.8	186.9	L_3	4	± 1	0.09	± 0.035	0.0012	0.062		
189.61[a] ± 0.06	113.5	189.6	K	7	± 1	0.65	± 0.2	0.85	0.196		M_1
								$\alpha(M_1)$	$\alpha(M_2)$	$\alpha(E_1)$	
199.22[a] ± 0.1			K		< 0.5		< 0.06	0.225	0.171	0.057	E_1
200.8 ± 0.2	124.7	200.8	K	0.9	± 0.3	(i)		0.72	0.169		(M_1)
201.5 ± 0.15	125.4	201.5	K	4.2	± 1.0	0.07	(i)	0.72	0.169	0.055	E_1
201.8 ± 0.15	125.7	201.8	K	5.9	± 1	(i)		0.72	0.169		M_1
205.19[a] ± 0.08	129.1	205.2	K	1.5	± 0.4	0.16	± 0.06	0.67	0.16		E_2
	192.3	205.1	L_2	0.8	± 0.4	0.08	± 0.05	0.009	0.055		
	194.1	205.3	L_3	0.6	± 0.3	0.065	± 0.04	0.00085	0.035		
244.8 ± 0.2	168.7	244.8	K	4.7	± 1	(i)		0.41	0.10		M_1
	231.4	244.5L+245	1L	1.1	± 0.3			0.060	0.026		
245.1 ± 0.2	169.0	245.1	K	3.4	± 1	(i)		0.41	0.10		M_1
247.6[a] ± 0.08	171.5[b]	247.6	K	19	± 2	0.45	± 0.09	0.40	0.099		M_1
	234.2	247.6	L_1	3.0	± 0.5	0.076	± 0.02	0.059	0.024		
282.0[a] ± 0.08			K	< 0.8		< 0.03		0.283	0.071	0.028	E_1
284.87[a] ± 0.08	208.8[b]	284.9	K	17.5	± 2	0.27	± 0.05	0.275	0.069		M_1
	271.6	285.0	L	3.2	± 0.5	0.05	± 0.012	0.045	0.033		
300.3[a] ± 0.10	224.3	300.4	K	3.8	± 0.5	0.3	± 0.07	0.24	0.060		M_1
304.75[a] ± 0.08	228.5	304.6	K	2.8	± 0.5	0.057	± 0.016	0.23	0.058		E_2
	292	305	L	1.3	± 0.5	0.027	± 0.013	0.037	0.026		
311.76[a] ± 0.10	235.7	311.8	K	5.0	± 1	0.24	± 0.07	0.22	0.055		M_1

a) Energie déterminée d'après le spectre γ observé avec la petite jonction.

b) Ces raies, dont l'énergie précise a été déterminée d'après le spectre γ obtenu avec la petite jonction, ont servi d'auto-étalons pour le spectre de conversion interne.

c) Cette raie est superposée à la raie N de la transition de 74 keV de ^{187}Ir qui lui a été soustraite après calcul.

d) Valeur théorique. Les intensités d'électron ont été normalisées d'après cette valeur.

e) Cette raie est superposée à la raie K de la transition de 177 keV de ^{187}Ir.

f) Superposée à la raie K de la transition de 175 keV.

g) Cette transition n'a pas été observée dans le spectre γ .

h) Raie superposée à 110 L_{III} (voir f) .

i) Voir la discussion du paragraphe IV C 5

TABLEAU IV 3 - b

Spectre de conversion interne $^{187}Pt \longrightarrow {}^{187}Ir$ (Jonction Si (Li))

Eγ		I_e -	α exp	α_{th}(M1)	α_{th}(E2)	α_{th}(E1)	Multipolarité
330	K	1.2	0.15	0.185	0.047		M_1
361	K	2.4	0.29	0.148	0.029		M_1
376	K	0.85	0.2	0.131	0.03		M_1
385	K	0.72	0.16	0.123	0.033		M_1
	L	0.25	0.05	0.020	0.011		
388	K	$<$ 0.1	$<$ 0.012	0.12	0.032	0.011	E_1
480	K	1.3	0.087	0.069	0.019		M_1
	L	0.13	0.011	0.011	0.005		
486	K	$<$ 0.12	$<$ 0.008	0.067	0.019	0.0074	E_1
508	K	1.0	0.06	0.059	0.018		M_1
	L	0.13	0.0085	0.009	0.004		
512	K	0.37	$\geqslant$ 0.02	0.058	0.017	0.0063	pas E_1
530	K	0.36	0.05	0.052	0.015		M_1
536	K	0.33	0.052	0.051	0.015		M_1
622	K	0.84	0.05	0.045	0.011		M_1
	L			0.0055	0.0025		
629	K	1.4	0.045	0.044	0.010		M_1
	L	0.30	0.01	0.0054	0.0024		
695	K	0.46					
	L	0.07					
709	K	1.3	0.022	0.025	0.0084		M_1
	L	0.3	0.005	0.0037	0.0012		M_1
712	K	0.28	0.024	0.025	0.084		M_1
796	K	0.11	0.01				
816	K	$<$ 0.1	$<$ 0.008	0.017	0.0063	0.002	E_1, E_2
819	K	0.62	0.015	0.017	0.0063		M_1
	L	0.09	0.002	0.0025	0.0009		
895	K	0.06	0.003	0.015	0.005		E_2
1269	K	0.036	0.0032	0.0057	0.0027		M_1+E_2

TABLEAU IV - 4

SPECTRE AUGER K DE L'IRIDIUM

Comparaison avec les spectres AUGER K d'éléments voisins

	Z = 75		Z = 77	Z = 78		
	Ne (60)	Se (66)	(ce travail)	Ew (57)	Di (62)	To (67)
KL_1L_1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
KL_1L_{11}	1.4	1.5±0.15	1.6±0.2	1.40±0.25	1.50	1.42±0.18
$KL_{11}L_{11}$	0.1±0.05	0.1±0.05	0.2±0.07	0.2±0.1		0.19±0.10
KL_1L_{111}	1.1	0.9±0.1	0.94±0.15	0.9±0.1	1.0	0.85±0.12
$KL_{11}L_{111}$	2.0	1.7±0.15	2.6±0.2	1.4±0.25	1.5	1.69±0.22
$KL_{111}L_{111}$	0.95	0.8±0.1	1.0±0.15	0.8±0.2	0.9	0.59±0.09
KL_1M_1	0.44	0.8±0.5	0.63			
KL_1M_{11}	0.30					
KL_1M_{111} + $KL_{11}M_1$	0.62	0.69	1.1			
$KL_{11}M_{111}$	0.38	0.55±0.15	0.67			
$KL_{11}M_{IV}$	0.32	0.39±0.2				
$KL_{111}M_1$	0.32	0.75±0.2	0.37			
$KL_{111}M_{11}$	0.59		1.2			
$KL_{111}M_{111}$	0.60	0.70±0.2	0.4±0.2			
$KL_{111}N$	0.16±0.08	(a)				
KM_1N_{11} + $KM_{11}M_{111}$ + $KM_{111}M_{111}$		0.3 ±0.15				

(a) - Raie superposée à une raie de conversion interne.

3) Coïncidences γ-γ

Nous avons utilisé deux détecteurs Ge(Li) de résolution 2,4 keV à 1 MeV chacun et de volume 35 cm^3 et 25 cm^3 respectivement. Les diodes formaient un angle de 90° entre elles et la source était placée au centre d'un absorbant (Pb, Cd, Cu) qui réduisait pratiquement à zéro la rétrodiffusion des photons d'un détecteur vers l'autre. Le circuit de coïncidence était du type classique "lent-rapide" amélioré par des discriminateurs de temps à fraction constante ; le signal de coïncidences rapides provenant d'un convertisseur temps amplitude "Ortec 473 A", la résolution en temps était meilleure que 50 ns pour la plage d'énergie considérée. Les signaux étaient envoyés dans deux convertisseurs analogiques digitaux ADC (Laben) de 2048 canaux reliés au PDP 9 d'ISOLDE, les informations biparamétriques étant transférées sur une bande magnétique incrémentale Kennedy.

Les coïncidences ont été collectées pendant 8 heures. La bande Kennedy a ensuite été traitée sur l'I.B.M. 360/50 de l'I.P.N. d'Orsay où elle a d'abord été transcrite sur disque par portions de 2048 x 1024 canaux (ME 70) puis analysée de la manière décrite au chapitre II.

Les résultats qualitatifs sont donnés dans le tableau IV-5. Les analyses quantitatives, très complexes, seront données pour des cas particuliers lors de la discussion et l'établissement du schéma de niveaux (IVD).

Une vue générale du spectre de coïncidences γ-γ est présentée fig IV-7 (programme "Galaxie" (JO 71)).

4) Mesures de vies moyennes

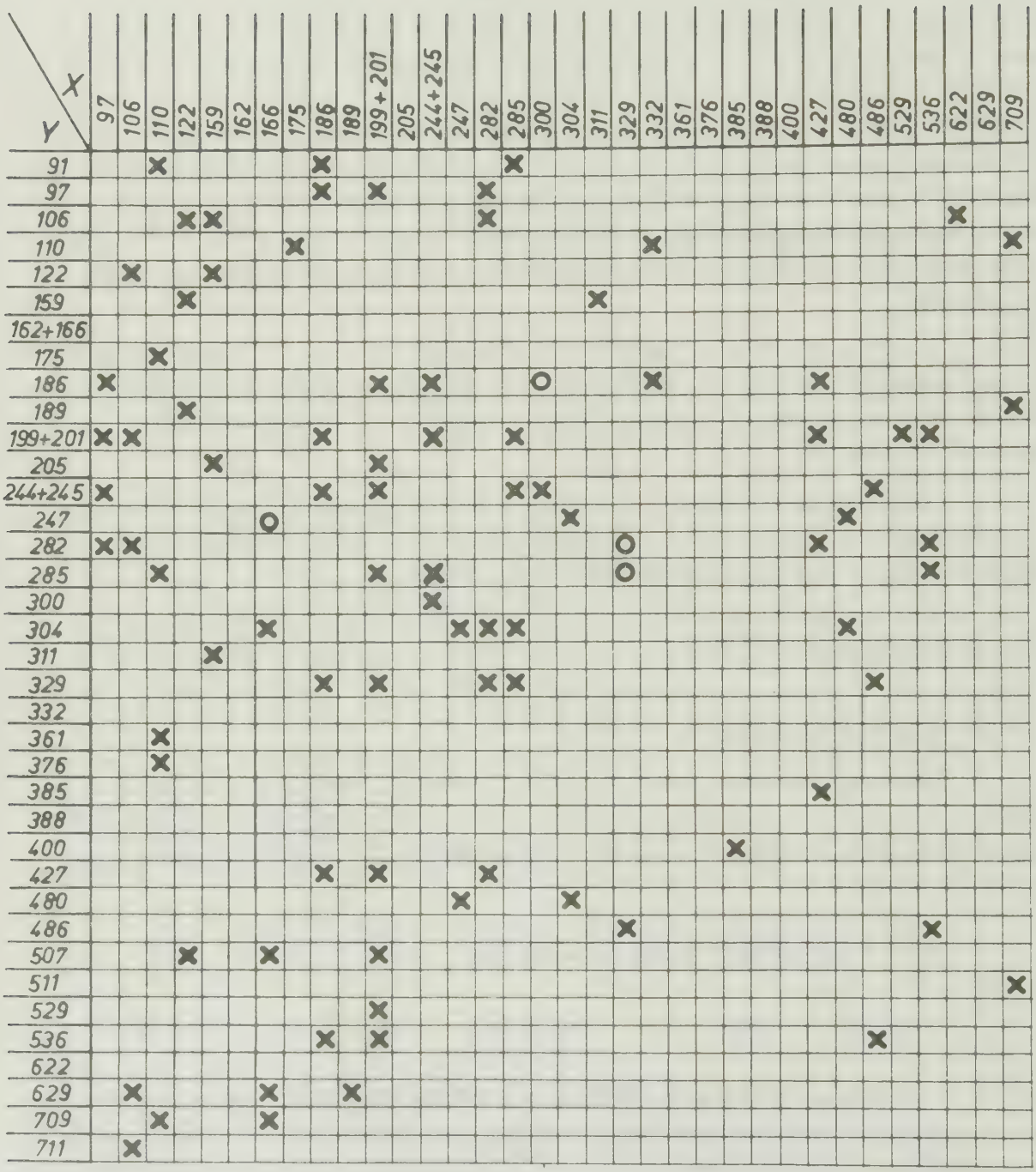
Dans une première étape, nous avons mesuré la vie moyenne de certains niveaux par coïncidences retardées γ-γ utilisant, soit deux scintillateurs Na I soit une jonction Ge(Li) en coïncidence avec un scintillateur NaI (Tl) . Elles ont donné les résultats suivants :

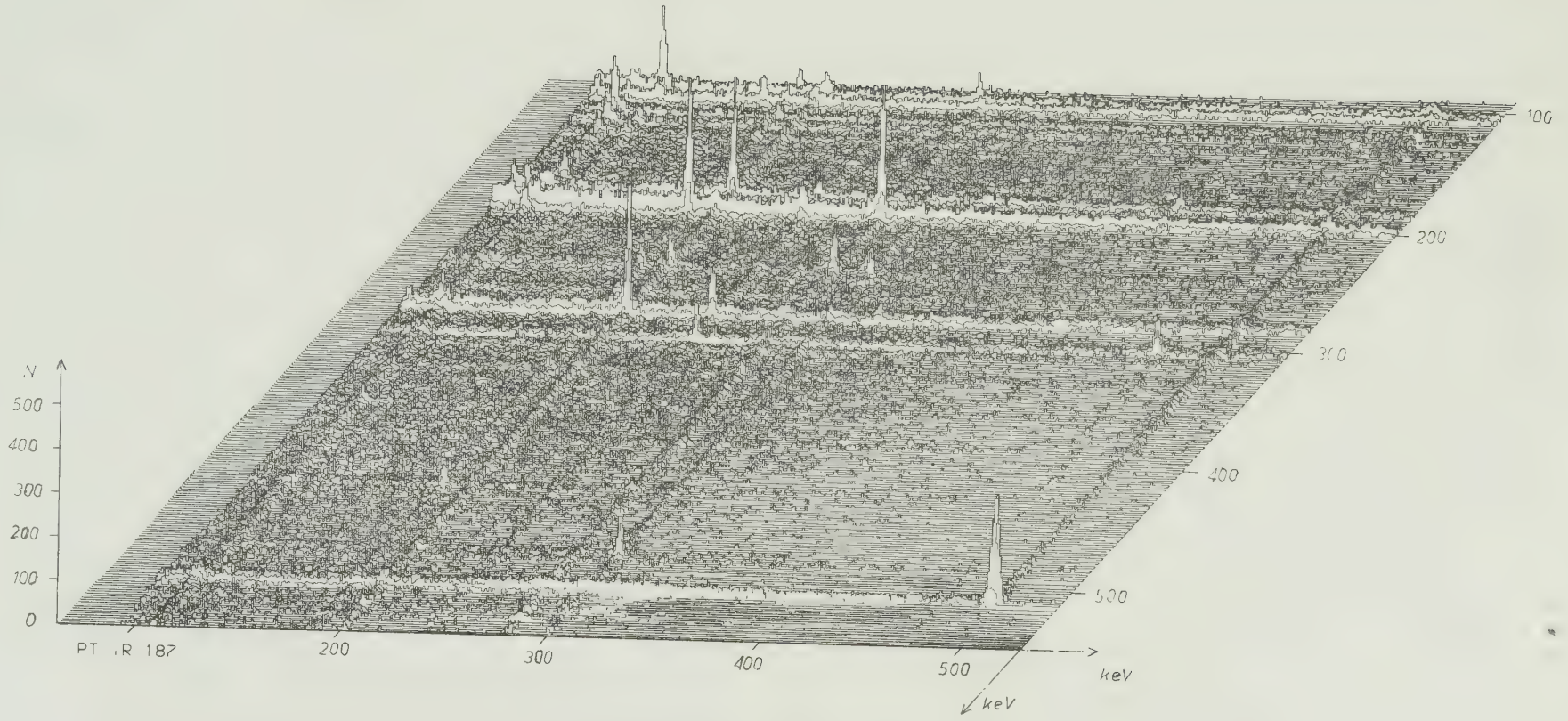
$T_{\frac{1}{2}}$ (106.43 keV) = 11,46 ± 0,25 ns

$T_{\frac{1}{2}}$ (247,6 keV) = 152 ± 12 ns

Une fois que le spectre d'électrons a été étudié et le schéma de niveaux élaboré, il a été possible de mesurer la vie moyenne des niveaux de basse énergie au moyen d'un spectromètre de type Gerholm (GE 63, MA 67a) à doubles lentilles magnétiques. Les courbes étaient comparées à des cascades d'étalons standard et corrigées de la différence d'énergie au moyen d'une préaccélération des électrons. Une description plus détaillée des mesures est faite dans la référence (SE 72a).

TABLEAU IV - 5


X
Y
97
106
110
122
159
162
166
175
186
189
199+201
205
244+245
247
282
285
300
304
311
329
332
361
376
385
388
400
427
480
486
529
536
622
629
709
91
97
106
110
122
159
162+166
175
186
189
199+201
205
244+245
247
282
285
300
304
311
329
332
361
376
385
388
400
427
480
486
507
511
529
536
622
629
709
711



$^{187}Pt \longrightarrow {}^{187}Ir$

Fig.IV.7 - ^{187}Pt → ^{187}Ir - Portion du spectre $\gamma - \gamma$.
(Programme Galaxie).

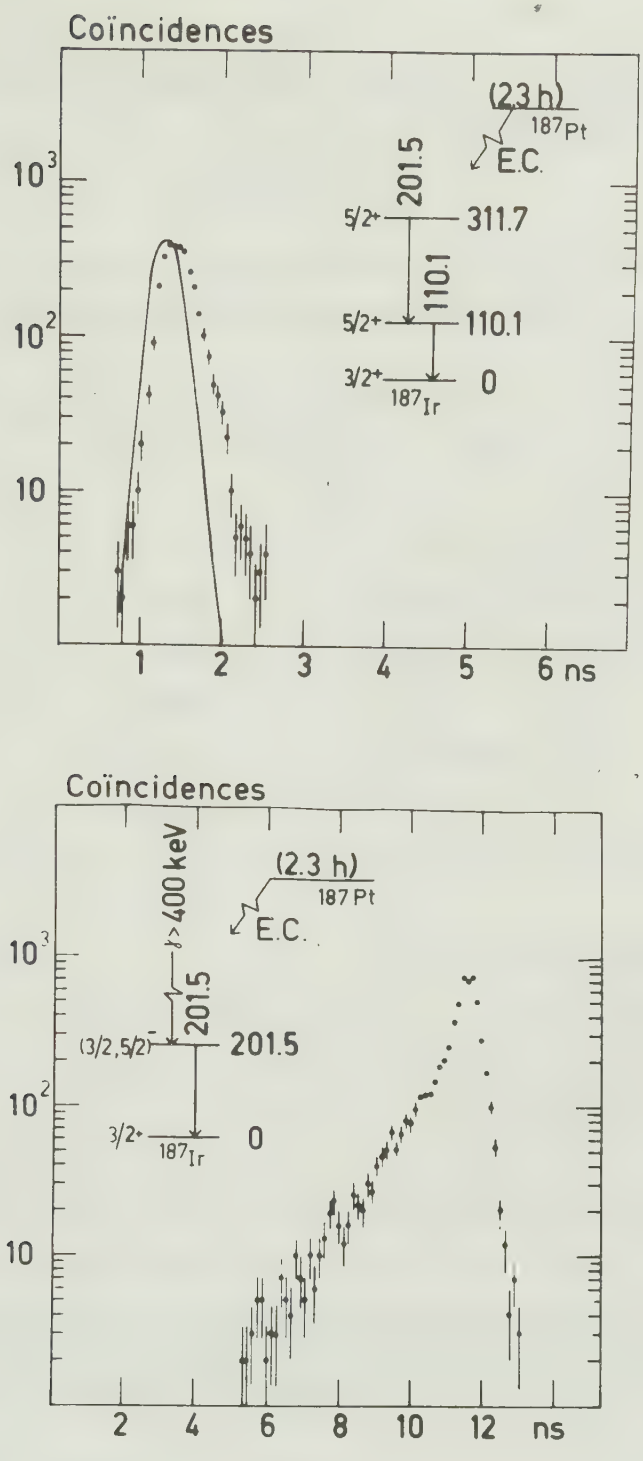


Fig.IV.8 - Exemple de mesures de vies moyennes.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau IV-6 et des exemples de courbes sont représentés fig. IV_8.

TABLEAU IV-6

Mesures de vies moyennes de ^{187}Ir réalisées au moyen du spectromètre à doubles lentilles magnétiques

Niveau (keV)	$T_{\frac{1}{2}}$ (ns)	Première transition de la cascade mesurée	Deuxième transition
106,43	11,5 ± 0,3	83 L	106 K
110,05	0,121 ± 0,013	201 K	110 K
186,56	0,022 ± 0,010	122 K	83 L
201,52	0,84 ± 0,08	$\gamma > 400$ keV	201 K
311,6	< 0,030	$\gamma > 400$ keV	122 K
388,8	< 0,065	$\gamma > 400$ keV	186 L

5) Discussion des résultats

Nous allons examiner avec plus de détails certains points particuliers.

a/ Transition de 76.09 keV

1°) Multipolarité

Seules les raies d'électrons L , M , N et O de cette transition sont observées (fig. IV_4), le pic photoélectrique étant superposé à la raie $XK_{\beta'2}$. (fig. IV_9).

Si l'on tente de déterminer la multipolarité d'après les rapports des sous-couches L et M , on trouve tout d'abord un bon accord pour une transition de multipolarité E1 avec une limite supérieure de 0,05% pour un éventuel mélange de M2 si l'on considère les rapports des sous-couches L , et de 0,2% si l'on considère ceux des sous-couches M .

Rapport mesuré	Valeur expérimentale	E1	M2	E3
LI/LII	2.4 ± 0.5	2.38	9.55	0.0228
LII/LIII	1.8 ± 0.4	2.11	3.40	0.0269
MI/MII	2.1 ± 0.4	2.42	8.64	0.028
MII/MIII	1.8 ± 0.3	2.08	2.93	0.032

Si la transition de 76.09 keV avait une multipolarité E1 pure, le pic photoélectrique correspondant aurait une intensité de 290 (en unités du Tableau IV_1) et aurait donc une intensité supérieure d'un facteur 4,5 à l'intensité de la raie $XK_{\beta'2}$ de l'Iridium.

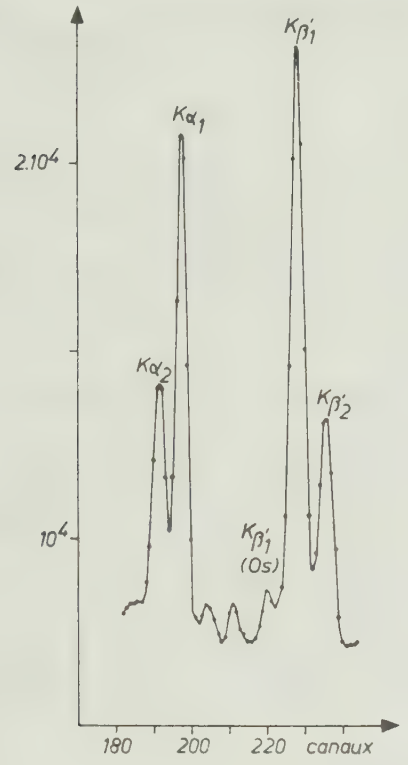


Fig.IV.9 - $^{187}Pt \rightarrow {}^{187}Ir$ Groupe XK

Les intensités et énergies expérimentales du groupe XK_β sont les suivantes :

	E_γ (keV)	I_γ
$XK_{\beta'1}$ (Os)	71,2	81
$XK_{\beta'1}$ (Ir) + $XK_{\beta'2}$(Os)	73,4	268
$XK_{\beta'2}$(Ir)	75,6	64

Expérimentalement et après déduction de la raie $XK_{\beta'2}$ de l'Osmium, nous obtenons pour l'Iridium un rapport de fluorescence

$$\frac{I(K_{\beta'1})}{I(K_{\beta'2})}\ \text{exp.} = \frac{248}{64} = 3,9$$

qui est identique au rapport prévu théoriquement (WA 59).

Ce rapport étant indépendant du schéma de niveaux (à moins qu'il n'existe un nombre important d'états de vie moyenne inférieure à 10^{-14} sec., c'est-à-dire inférieure au temps de réarangement du cortège électronique),l'intensité γ de la transition de 76 keV ne pourrait qu'être contenue dans les limites de la précision des mesures. Si l'on suppose $I_\gamma(76keV) < 10$, on peut calculer le taux de mélange M2 nécessaire pour satisfaire à cette condition. Un taux de 4% de M_2 est nécessaire, ce qui est en désaccord avec les résultats provenant des mesures de rapports d'intensité des sous-couches L et M.

Nous proposons donc que cette transition ait la multipolarité M2 + E3 avec un taux de E3 de (5 ± 2) %. Cela expliquerait le fait qu'on n'observe pas de pic photoélectrique superposé aux raies XK_β (en effet dans ce cas $I_\gamma = 1,5$).

2°) Coïncidence $e^- - e^-$

La position de la transition de 76,09 keV a été déterminée par des mesures de coïncidences électron-électron mesurées par V.Berg et S.Malmskog avec un spectromètre à doubles lentilles magnétiques de type Gerholm (GE 63, MA 67a). La raie L de la transition de 76.09 keV était focalisée dans une des lentilles et l'on ajustait l'autre lentille pour focaliser successivement les différentes raies d'électrons du spectre. On a

pu observer des coïncidences entre les raies L 76,09 keV et K 110,05 keV. Le taux de coïncidences de cette cascade a été suivi pendant trois périodes afin de s'assurer que les coïncidences avaient bien lieu dans ^{187}Ir et non dans son descendant, ^{187}Os , qui possède des transitions d'énergies très voisines (74,4 ; 75,1 ; 112,4 et 113,2 keV).

b/ Transitions de 186,2 et 186,9 keV

Les raies K de ces deux transitions sont très bien séparées (fig. IV_4). Le pic photoélectrique total a une intensité de 59,5 ; d'autre part, l'emplacement de la transition de 186,9 keV est bien déterminé (entre les niveaux de 388,5 et 201,5 keV) d'après les coïncidences qui apparaissent (tableau IV_5 et $_7$) avec toutes les transitions aboutissant au niveau de 388,5 keV.

L'examen quantitatif de ces coïncidences (et en particulier la coïncidence 186 ↔ 91) montre que l'intensité de la transition de 186,9 keV est 53 ± 10, ce qui conduit pour cette transition à un coefficient de conversion α_K (186,9) = $\frac{9}{53}$ = 0.17 qui entraîne la multipolarité E2.(α_K (E2) = 0.20). Ce rapport, inversé, permet de calculer l'intensité γ en prenant le coefficient théorique, ce qui donne I_γ(186,9 keV) = 45 .

L'intensité de la transition de 186,2 keV est donc environ de 15 unités.

Le groupe L de ces deux transitions apparaît composé de 4 raies d'énergies et intensités respectives (fig.IV_5) :

	Ee⁻ (keV)	I e⁻
LI 186,9 + LII 186,2	173,5	31 ± 3
LII 186,9	174,1	4.5 ± 1,5
LIII 186,2	175,0	17.5 ± 2
LIII 186,9	175,8	4 ± 1

Les coefficients αLII et αLIII de la transition de 186,9 keV seraient en accord avec une multipolarité E2, mais la raie L_I est 30 fois trop forte. Or cette raie est superposée à la raie 186,2 LII. En soustrayant la valeur théorique pour un rayonnement E2 de la raie 186,9 LI, on obtient pour la transition de 186,2 keV les résultats donnés dans le tableau IV_{-3a} et qui ne sont compatibles qu'avec une multipolarité E3 :

K/LI/LII/LIII/M/N exp. = 0,28 / 0,1/1/0,6/0,5/0,15

K/LI/LII/LIII/M/N th. = 0,38/0,083/1/0,58/0,47/0,12

c/ Transitions de 200,8 , 201,5 et 201,8 keV

La largeur de la raie K de 201 keV est environ le double de celle des raies voisines et sa décomposition fait apparaître 3 composantes.

L'emplacement de la transition de 201 ,5 keV comme désexcitation vers le niveau fondamental du niveau de 201,5 keV, est confirmé par les coïncidences avec les transitions aboutissant à ce niveau.

Supposons donc que cette transition soit responsable de la coïncidence 186 ↪ 201. Nous calculons l'intensité γ correspon dante ; $I_\gamma(201,5\ keV) = 60 \pm 15$ qui entraîne $\alpha_K(201,5) = \frac{4,2}{60} = 0,07$ et donc une multipolarité E1. Comme précédemment, nous en déduisons l'intensité $I_\gamma(201,5) = 71$. Puisque l'intensité totale de la raie de 201 keV est 82, l'intensité γ de l'ensemble des transitions 200,8 keV et 201,8 keV est donc environ 10 unités, ce qui est compatible avec une multipolarité M1 pour ces deux transitions (mais une composante Eo ne peut être exclue.).

d/ Transitions de 244,8 et 245,1 keV

Ces transitions n'ont été, elles aussi, séparées que par leurs raies K (fig. IV_5). Le coefficient de conversion de l'ensemble de ces raies correspondant à un coefficient M1 , nous attribuons la multipolarité M1 ā chacune de ces transitions.

D - SCHEMA DE NIVEAUX

Sur la base des résultats de spectrométrie γ directe et de coïncidences et des multipolarités, nous avons construit un schéma de niveaux (fig. IV_{10}) .

Le tableau IV_7 donne, niveau par niveau, un résumé des données qui nous ont amené à attribuer de proche en proche les spins et parités aux niveaux.

Toutes les transitions sont classées par niveau d'origine et reportées avec leurs multipolarités, intensité γ et intensité totale. La lettre (c) précise que l'emplacement d'une transition a été déterminé d'après les résultats de coïncidences ; dans les autres cas, il provient des considérations d'énergie et de multipolarité. Nous avons de plus calculé l'énergie des transitions "manquantes" du schéma, c'est-à-dire les désexcitations qui n'apparaissent pas expérimentalement vers certains niveaux (l'énergie de ces transitions manquantes a été portée entre parenthèses ainsi que la limite supérieure de leur intensité γ). En effet, la constatation de l'absence de transition vers les niveaux d'un certain spin a souvent aidé à trancher entre des spins possibles (pour le niveau de 201,52 keV, par exemple, le spin 5/2 a été préféré au spin 3/2 d'après l'absence de désexcitation vers le niveau 1/2 +).

Nous allons examiner plus en détail certains points particuliers du schéma de niveaux.

TABLEAU IV - 7

NIVEAU INITIAL			TRANSITION INTERMEDIAIRE					NIVEAU FINAL	
E	I,π	T 1/2	E_γ	I_γ	Multi-polarité	I tot	(a)	E	I,π
106.43	1/2 +	11.5 ns	106.43	100	E2	462		0	3/2 +
110.05	5/2 +	0.12 ns	110.05	65	$70\ ^{+4}_{-5}$ % M1	348		0	3/2 +
186.2	9/2 -	29 ms (b)	76.09	(c)	M2 + 5% E3	54,5 (d)	C	110.05	5/2 +
			186.2	14.5	E3	90		0	3/2 +
189.55	3/2 +	22 ps	79.37	1	M1	12		110.05	5/2 +
			83.01	23	97 ± 1 % M1	277		106.43	1/2 +
			189.61	10.8	M1	22		0	3/2 +
201.52	5/2-(3/2-)	0.84 ns	91.47	8.7	E1	13	C	110.05	5/2 +
			(95.1)	< 1				106.43	1/2 +
			201.5	71	E1	88		0	3/2 +
285.04	7/2 +		(83.52)	(e)				201.52	5/2 -
			(95.5)	< 1				189.55	3/2 +
			174.99	8	M1	18	C	110.05	5/2 +
			(178.6)	8 (f)				106.43	1/2 +
			(285.0)	(e)				0	3/2 +
311.65	5/2 +	<30 ps	(26.6)	(g)				285.04	7/2 +
			(110.1)	(e)				201.52	5/2 -
			121.99	33	95 ± 2 % M1	144	C	189.55	3/2 +
			201.8	9	M1 + E2	14		110.05	5/2 +
			205.19	9.5	E2	12		106.43	1/2 +
			311.76	21	M1	26		0	3/2 +
388.5	1/2-(3/2)-	<65 ps	(76.8)	(h)				311.65	5/2 +
			(103.4)	< 1				285.04	7/2 +
			186.9	45	E2	65	C	201.52	5/2 -
			199.22	8.5	E1	9		189.55	3/2 +
			(278.4)	< 3				110.05	5/2 +
			282.10	27	E1	28	C	106.43	1/2 +
			388.8	8	E1	9		0	3/2 +
471.3	7/2 +		(82.8)	(e)				388.5	1/2-(3/2-)
			159.49	4.6	M1	12	C	311.65	5/2 +
			(186.3)	(e)				285.04	7/2 +
			(269.8)	< 2				201.52	5/2 -
			(281.7)	(e)				189.55	3/2 +
			361.3	8	M1	9.5	C	110.05	5/2 +
			(364.9)	< 2				106.43	1/2 +
			(471.3)	< 2				0	3/2 +

TABLEAU IV - 7

NIVEAU INTIAL			TRANSITION INTERMEDIAIRE					NIVEAU FINAL	
E	I,π	T 1/2	E_γ	I_γ	Multi-polarité	I tot	(a)	E	I,π
486.5	3/2-(5/2)-		97.53	3.2	M1	21	C	388.5	1/2-(3/2-)
			(175.0)	(e)				311.65	5/2 +
			(201.5)	(e)				285.04	7/2 +
			284.87	63	M1	77	C	201.52	5/2 -
			(296.9)	< 2				189.55	3/2 +
			(376.5)	(i)				110.05	5/2 +
			(380.1)	< 2				106.43	1/2 +
			486.5	14	E1	14		0	3/2 +
731.5	5/2-(3/2-)		245.1	9	M1	13	C	486.5	3/2-(5/2-)
			(260.2)	< 2				471.3	7/2 +
			(343.0)	< 2				388.5	1/2-(3/2-)
			(419.8)	< 2				311.65	5/2 +
			(446.5)	< 2				285.04	7/2 +
			530.0	7.4	M1	7.7	C	201.52	5/2 -
			(541.9)	< 3				189.55	3/2 +
			(621.4)	(e)				110.05	5/2 +
			(625.1)	< 4				106.43	1/2 +
			(731.5)	(j)				0	3/2 +
815.8	1/2-,3/2-		(84.3)	< 5				731.5	5/2-,3/2-
			329.3	7.8		9	C	486.5	3/2-(5/2)-
			(344.5)	< 2				471.3	7/2 +
			427.2	< 25		< 28	C	388.5	1/2-(3/2)-
			(504.1)	< 4				311.65	5/2 +
			(530.8)	< 4				285.04	7/2 +
			(614.3)	< 4				201.52	5/2 -
			(626.2)	< 4				189.55	3/2 +
			(705.7)	< 4				110.05	5/2 +
			(709.4)	(e)				106.43	1/2 +
			(815.8)	< 4				0	3/2 +
819.2	3/2 +		(87.7)	< 3				731.5	5/2-,3/2-
			(332.7)	< 2				486.5	3/2-(5/2-)
			(347.9)	< 3				471.3	7/2 +
			(430.7)	< 3				388.5	1/2-(3/2-)
			507.9	15	M1	16		311.65	5/2 +
			(534.2)	< 4				285.04	7/2 +

TABLEAU IV - 7

NIVEAU INITIAL			TRANSITION INTERMEDIAIRE					NIVEAU FINAL	
E	I,π	T 1/2	E_γ	I_γ	Multi-polarité	I tot	(a)	E	I,π
			(617.7)	< 4				201.52	5/2 -
			629.6	31	M1	32	C	189.55	3/2 +
			709.2	59	M1	61	C	110.05	5/2 +
			712.6	11.6	M1	12	C	106.43	1/2 +
			819.3	42	M1	44		0	3/2 +

a) Transitions observées par coïncidences γ - γ

b) Mesurée par Remaev et al.(RA63)

c) Raie γ mélangée aux XK_β. L'intensité calculée serait 1,5

d) En supposant que cette transition n'est pas convertie dans la couche K

e) Masquée par une transition plus forte du spectre γ.

f) Transition masquée par la désintégration de ^{187}Ir

g) Nos mesures d'électrons et de raies γ n'ont pas encore permis d'observer des transitions de si basse énergie.

h) La raie γ serait mélangée aux XK_β

i) Cette transition serait masquée par la transition M_1 de 376,5 keV, qui d'après sa multipolarité, ne peut être placée à cet endroit.

j) Il existe une transition de 732.0 ± 0.4 keV qu'il semble douteux, pour des considérations énergétiques, de placer ici.

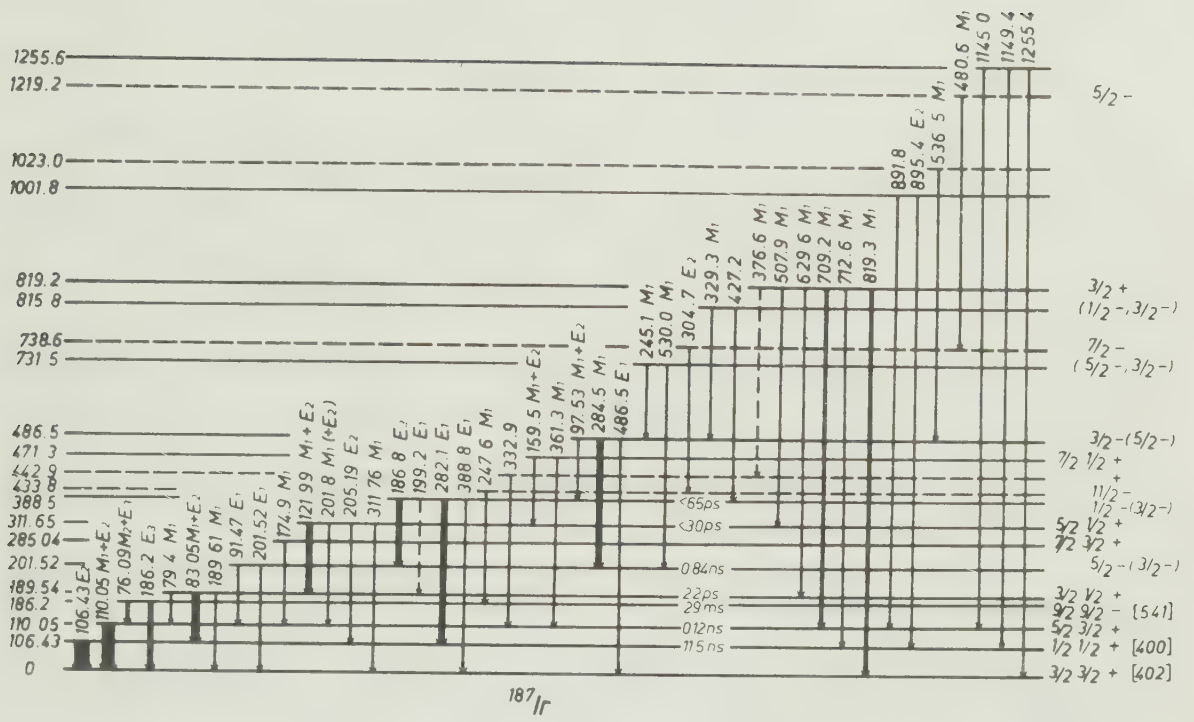


Fig.IV.10 - ^{187}Ir - Schéma de niveaux.

1) Niveau fondamental

La valeur des log ft des transitions alimentant les niveaux de ^{187}Os ainsi que la systématique des iridium impairs conduisent à attribuer le spin et la parité $\frac{3}{2}+$ au niveau fondamental.

2) Le niveau de 186,2 keV

Gritsyna et al.(GR 66), par bombardement d'une cible d'osmium avec des protons, ont observé un isomère de ^{187}Ir de 29 ms avec des transitions de 65 ± 5, 110 ± 5 et 186 ± 5 keV. Cet isomère a également été observé par Conlon(CO 67). Ainsi que nous l'avons écrit au paragraphe C 5, nous observons une transition (M2 + E3) de 76.09 keV et une transition E3 de 186.2 keV. D'après les mesures de coïncidences électron-électron, on a montré (C5a) que la transition de 76.09 keV était en coïncidence avec celle de 110.05 keV. En combinant ces deux résultats, nous proposons un niveau à 186.2 keV se désintégrant vers le niveau de 110.05 keV et le niveau fondamental par les transitions de 76.09 et 186.2 keV respectivement (Gristyna et al. n'ayant pas effectué de mesures de coïncidences, suggéraient que la transition de 186.2 keV alimente le niveau de 110 keV).

D'après les multipolarités des transitions en provenant, le niveau de 186.2 keV aurait le spin et la parité $\frac{9}{2}-$.

3) Les transitions de 247.61 , 304,75 et 480.6 keV

Une cascade de trois transitions intenses n'a pas été placée dans le schéma de niveaux. Pour l'une d'elles (247.6 keV) on a trouvé une vie moyenne de 152 ± 12 ns. Nous avons recherché, sans la trouver, une autre transition ayant la même vie moyenne, et nous en concluons que la transition de 247.6 keV ne peut alimenter que le niveau fondamental ou un isomère de vie longue. Nous proposons que la transition de 247.6 keV provienne d'un niveau de 433.8 keV et alimente le niveau de 186.2 keV. En effet, si cette transition alimentait le niveau fondamental, il serait très difficile d'expliquer pourquoi le niveau correspondant ne se désintégrerait pas vers les autres niveaux proches de basse énergie. Une explication simple serait que le niveau de 433.8 keV (fig. IV_{15}) ait un spin élevé. Nous proposons d'après la multipolarité M_I de la transition de 247.6 keV, que ce niveau ait le spin et la parité $\frac{11}{2}^-$.

D'après les résultats de coïncidences, les trois transitions de 247.6 , 304.7 et 480. 6 keV sont en cascade.

Les résultats des coïncidences rapides et retardées ainsi que les intensités relatives des transitions, indiquent qu'elles sont placées dans l'ordre donné dans la figure IV_{16} .

E - DISCUSSION

1) Détermination du minimum des énergies potentielles de surface

Nous avons utilisé la méthode décrite au chapitre I-A pour le calcul des surfaces d'énergie potentielle collective en fonction des déformations ε_2 et ε_4 (NI 69, OH 71).

Les courbes résultantes sont représentées fig. I_3 et I_4 .(Chapitre I)

Les valeurs de ε_2 et ε_4 trouvées comme minimisation de l'énergie potentielle changent très peu avec les différentes orbitales ($\varepsilon_2 = 0.20$, $\varepsilon_4 = 0.056$) (il faut cependant noter une légère différence obtenue pour l'état $\frac{11}{2}^-$ (505) ($\varepsilon_2 = 0.19$, $\varepsilon_4 = 0.053$) ainsi que le prédit aussi Soloviev (SO 71c). La valeur de ε_2 doit être comparée aux valeurs expérimentales $\delta = 0.21$ et $\delta = 0.26$ obtenues par les mesures de B(E2)(paragraphe E 2b).

Nous observons donc que le modèle de Nilsson ne prévoit pas d'isomérie de forme pour le noyau de ^{187}Ir .

2) Niveaux de parité positive

Au cours de ces dernières années, la structure des états de parité positive de basse énergie des iridium impairs a été beaucoup étudiée pour les noyaux allant de

^{193}Ir à ^{189}Ir (voir références du paragraphe IV-A). Nous rassemblons dans la figure IV-$_{11}$ ces résultats avec ceux que nous avons obtenus pour ^{187}Ir et ^{185}Ir.

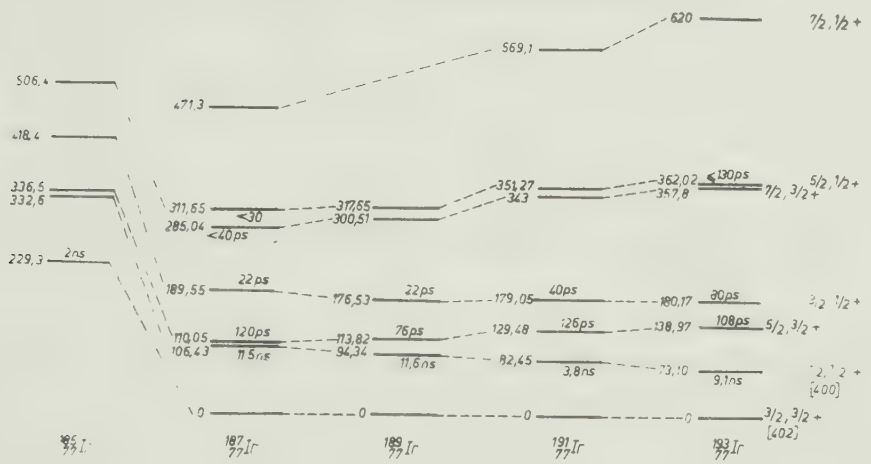


Fig.IV.11 - Les bandes de rotation $\frac{3}{2}$+(402) et $\frac{1}{2}$+(400) dans les iridium de masse impaire.

Le niveau de quasi-particule attendu pour le 77ème proton est $\frac{11}{2}$ - (505). Soloviev (SO 67$_a$) avait remarqué que, l'interaction avec les phonons affectant moins fortement les états de K élevé ($\frac{9}{2}$ ou $\frac{11}{2}$) que les états de K plus bas, les états $\frac{9}{2}$ et $\frac{11}{2}$ n'étaient pas observés comme états fondamentaux de noyaux impairs lorsque des états $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$ se trouvaient proches de ceux-ci. C'est exactement le cas des iridium impairs (A≥187) pour lesquels l'état $\frac{3}{2}$ + (402) est très proche de l'état $\frac{11}{2}$ - (505) (fig. I_1 , I_3 et I_4).

a - Energies

Comme nous venons de le voir, il est naturel d'identifier le niveau fondamental à l'état $\frac{3}{2}$ + (402) . On observe (figure IV$_{12}$) les niveaux de rotation $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ de la bande correspondante.

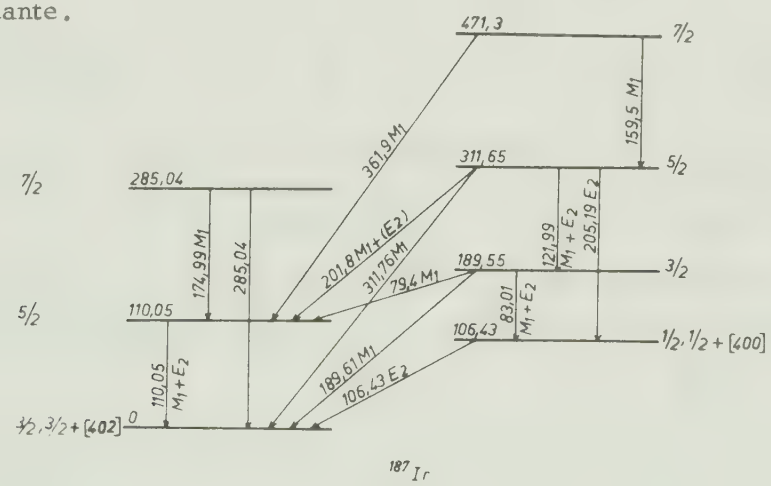


Fig.IV.12 - Niveaux de parité positive de basse énergie.

Si l'on veut reproduire les énergies des niveaux avec la formule :

$$(1)\quad E_K(I) = E_K + A\,[I(I+1) + \delta_{K,\frac{1}{2}}\, a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I+\tfrac{1}{2})] + B[I(I+1) + \delta_{K,\frac{1}{2}} + a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I+\tfrac{1}{2})]^2$$

on trouve les paramètres $A = 19.1$ keV

$B = 0.238$ keV

L'importance de B et son signe peuvent provenir d'un couplage de Coriolis tel que la formule (1) ne soit plus valable.

Le premier niveau excité, de période 11,5 nano-secondes, est situé à 106,43 keV. La transition E2 émise vers le niveau fondamental inciterait à penser à un niveau $\frac{7}{2}+$. Mais il n'existe pas d'état $\frac{7}{2}+$ dans la région considérée. D'autre part on remarque dans les autres isotopes impairs d'iridium un état excité d'une énergie allant de 73 à 94 keV et de vie moyenne de l'ordre d'une dizaine de nano-secondes et un fait significatif semble être la très forte interdiction M1 vers le niveau fondamental (tableau IV_{12}). Ce niveau est interprété dans tous les autres isotopes comme niveau intrinsèque $\frac{1}{2}+(400)$, très voisin d'après les diagrammes théoriques (fig. I_1) de l'état $\frac{3}{2}+(402)$. Il nous semble donc raisonnable d'adopter aussi cette interprétation pour le ^{187}Ir, tout en notant que la très forte interdiction M1 $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}+(400) \rightarrow \frac{3}{2}, \frac{3}{2}+(402)$ (interdiction qui s'accroît rapidement avec la déformation) est une particularité à étudier des iridium impairs.

La bande de rotation correspondante se développe jusqu'au niveau $\frac{7}{2}+$.

Les bandes de rotation $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{3}{2}+(402)$ sont couplées par couplage de Coriolis dans les noyaux impairs voisins (PI 69, MA 70). Si dans une première étape on néglige cet effet, on peut reproduire les énergies de la bande $\frac{1}{2}+(400)$ à l'aide de la formule (1) avec

$A = 26.1$ keV

$B = -0.217$ keV

$a = 0.104$

La figure IV_{12} représente les deux bandes $\frac{3}{2}+(402)$ et $\frac{1}{2}+(400)$ avec les transitions interbandes et intrabandes.

Nous avons calculé les caractéristiques de l'interaction de Coriolis entre ces deux bandes d'après la méthode appliquée par Piepenbring et Nopre (PI 69, NO 69) aux isotopes impairs de l'iridium plus proches de la stabilité.

Le Hamiltonien total H = H int. + Hrot. + H cor. est diagonalisé dans la base des fonctions propres de H int. + H rot. On introduit les paramètres suivants :

$$A = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$$

$$a = -\langle \varphi\, \tfrac{1}{2} \mid j_+ \mid \varphi\, -\tfrac{1}{2} \rangle$$

$$C = \langle \varphi\, \tfrac{3}{2} \mid j_+ \mid \varphi\, -\tfrac{1}{2} \rangle$$

$\epsilon_{\frac{1}{2}}$ et $\epsilon_{\frac{3}{2}}$

Les fonctions φ étant les fonctions intrinsèques, et $\epsilon_{\frac{1}{2}}$ et $\epsilon_{\frac{3}{2}}$ les valeurs propres de H int. auxquelles on ajoute la contribution du mouvement de rotation indépendant de I. A est le paramètre d'inertie, a le paramètre de découplage, et C l'amplitude de la force de Coriolis.

Les fonctions propres de H int. + H rot. symétrisées s'écrivent :

$$| \Psi^{I}_{K} > = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \mathcal{D}^{I}_{MK} \varphi_K + (-1)^{I+K} \mathcal{D}^{I}_{M-K} \varphi_{-K} \right\}$$

Les états que nous observons sont des superpositions d'états $| \Psi^{I}_{K} >$

$$| \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} + > = | \Psi^{\frac{1}{2}}_{\frac{1}{2}} >$$

$$| \tfrac{3}{2}\ \tfrac{3}{2} + > = \alpha | \Psi^{\frac{3}{2}}_{\frac{3}{2}} > - \beta | \Psi^{\frac{3}{2}}_{\frac{1}{2}} >$$

$$| \tfrac{3}{2}\ \tfrac{1}{2} + > = \beta | \Psi^{\frac{3}{2}}_{\frac{3}{2}} > + \alpha | \Psi^{\frac{3}{2}}_{\frac{1}{2}} >$$

$$| \tfrac{5}{2}\ \tfrac{3}{2} + > = \gamma | \Psi^{\frac{5}{2}}_{\frac{3}{2}} > - \delta | \Psi^{\frac{5}{2}}_{\frac{1}{2}} >$$

$$| \tfrac{5}{2}\ \tfrac{1}{2} + > = \delta | \Psi^{\frac{5}{2}}_{\frac{3}{2}} > + \gamma | \Psi^{\frac{5}{2}}_{\frac{1}{2}} >$$

où les coefficients α , β , γ et δ satisfont aux relations : $\alpha^2 + \beta^2 = \gamma^2 + \delta^2 = 1$

Nous formons la matrice de H dans la base des $| \Psi^{I}_{K} >$. Dans cette base, H int. + H rot. n'a que des éléments diagonaux.

$$< \Psi^{I}_{K} | \text{ H int. + H rot.} | \Psi^{I}_{K} > = \epsilon_K + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1)$$

Hcor. a un élément diagonal lorsque $K = \frac{1}{2}$

$$< \Psi^{I}_{\frac{1}{2}} | \text{ Hcor. } | \Psi^{I}_{\frac{1}{2}} > = - A\, a\, (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \tfrac{1}{2})$$

Dans le cas général ou $I > \frac{1}{2}$, $H_{cor.}$ a aussi des éléments de matrice non diagonaux.

$$< \Psi^{I}_{K+1} | \text{ Hcor. } | \Psi^{I}_{K} > = < \Psi^{I}_{K} | \text{ Hcor. } | \Psi^{I}_{K+1} >$$

$$= - A \sqrt{(I-K)(I-K+1)} < \varphi_{K+1} | j_+ | \varphi_K >$$

c'est-à-dire ici

$$\langle \Psi^{I}_{\frac{3}{2}} \mid H \text{ cor.} \mid \Psi^{I}_{\frac{1}{2}} \rangle = - AC \sqrt{(I-\tfrac{1}{2})(I+\tfrac{3}{2})}$$

On utilise les énergies expérimentales des niveaux

$$\mid \tfrac{3}{2}\ \tfrac{3}{2} + \rangle \ , \ \mid \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} + \rangle \ , \mid \tfrac{3}{2}\ \tfrac{1}{2} + \rangle \ , \mid \tfrac{5}{2}\ \tfrac{3}{2} + \rangle \text{ et } \mid \tfrac{5}{2}\ \tfrac{1}{2} + \rangle \text{ pour}$$

inverser le problème des valeurs propres. Ce calcul s'effectue pour les différents sous-espaces invariants de H correspondant aux valeurs $I = \frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$

Pour $I \geq \frac{3}{2}$ les sous-matrices d'ordre 2 s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{\frac{3}{2}} + A\, I(I+1) & - AC \sqrt{(I-\frac{1}{2})(I+\frac{3}{2})} \\ - AC \sqrt{(I-\frac{1}{2})(I+\frac{3}{2})} & \epsilon_{\frac{1}{2}} + A\, I(I+1) + a\, A(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}) \end{pmatrix}$$

Nous reportons dans le tableau IV_8 les valeurs obtenues. Nous remarquons que la force de l'interaction de Coriolis observée est bien du même ordre que dans les autres noyaux d'Iridium impairs (PI 69).

TABLEAU IV_8

ISOTOPE	^{193}Ir	^{191}Ir	^{189}Ir	^{187}Ir	^{185}Ir (a)
E exp. $\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}+(400)$	73,1	82,5	94,2	106,43	103,3
E exp. $\frac{5}{2}\ \frac{3}{2}+(402)$	139,0	129,5	113,8	110,05	107,2
E exp. $\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}+(400)$	180,2	179,0	176,2	189,5	189,1
E exp. $\frac{7}{2}\ \frac{3}{2}+(402)$	357	349,1	300,0	285,0	
E exp. $\frac{5}{2}\ \frac{1}{2}+(400)$	361,9	351,5	317,7	311,6	277,1
E exp. $\frac{7}{2}\ \frac{1}{2}+(400)$		569,1		471,3	
$A = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$	31,67	29,38	25,19	24,05	22,27
a	-0,0251	-0,0558	-0,0268	+0,069	0,246
C^2	0,797	0,850	0,744	0,578	0,650
$\epsilon_{\frac{1}{2}}$	48,5	58,8	74,6	90,1	92,1
$\epsilon_{\frac{3}{2}}$	-104,3	-96,9	-86,0	-84,2	-82,0
E th. $\frac{7}{2}\ \frac{3}{2}+(402)$	336,7	311,7	274,3	270,1	245,5
E th. $\frac{7}{2}\ \frac{1}{2}+(400)$				499,8	
α	0,959	0,962	0,976	0,985	0,986
β	-0,283	-0,272	-0,219	-0,170	-0,163
γ	0,921	0,928	0,948	0,963	0,953
δ	-0,390	-0,372	-0,318	-0,269	-0,295

a) Energies relatives au niveau $\frac{3}{2}\ \frac{3}{2}+(402)$ de 229,3 keV.

D'autre part la différence d'énergie entre les états intrinsèques est de 174 keV alors qu'elle est de 130 keV d'après les calculs de Nilsson (NI 69)

On observe d'une manière générale (fig. IV_{11}, tableau IV_8) une régularité de la variation des paramètres caractéristiques des iridium impairs et de l'augmentation prévisible de leur caractère rotationnel à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité. (Nous avons reporté aussi (fig. IV_{11}, tableau IV_8) les valeurs correspondant à ^{185}Ir).

On remarque la valeur du paramètre de découplage qui est inférieur à la valeur théorique pour $\epsilon_2 = 0,2$ à $\frac{1}{2}+(400) = 0,416$, et donc très éloignée de la valeur correspondant à la bande $\frac{1}{2}+(660)$; a $\frac{1}{2}+(660) = 6,856$. Ceci semble indiquer que le couplage $\Delta N = \pm 2$ est faible.

Tableau IV 9 - Probabilités de transitions absolues dans ^{187}Ir.

Niveau (keV)	$T_{1/2}$ exp du niveau (S)	Energie de la transition (keV)	Etat initial $IK^{\pi}(N,n_z\Lambda)$	Etat final $IK^{\pi}(N,n_z\Lambda)$	Multipolarité	N_γ relatif a)	N_e relatif	$T_{1/2}\gamma$(S)	B(M1) $\left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$	B(Eλ) $(e\text{-}b)^\lambda$	q_0 Q_0 (barns)	F_w b)
106.4	11.5±0.3	106.4	$\frac{11}{22}^+$(400)	$\frac{33}{22}^+$(402)	M1	<1	362	>5.3(-6)	<6.2(-6)	-		>2.8(+5)
					E2	100		5.3(-8)	-	(7.8±0.3)(-2)		8.2(-2)
110.1	0.121±0.013	110.1	$\frac{53}{22}^+$(402)	$\frac{33}{22}^+$(402)	M1	70	432	9.2(-10)	(3.2±0.4)(-2)	-		55
					E2	30		2.15(-9)	-	1.62±0.30	6.9±0.6	4.0(-3)
189.6	0.022±0.010	79.5	$\frac{31}{22}$(400)	$\frac{53}{22}^+$(402)	M1	2.5	35	8.0(-9)	$(1.0^{+2.6}_{-0.5})$(-2)	-		184
					E2	< 0.9		>2.2(-8)		<0.82		>7.8(-3)
		83.1		$\frac{11}{22}^+$(400)	M1	65.0	745	3.1(-10)	$(2.2^{+1.9}_{-0.7})$(-1)	-		7.5
					E2	2.0		1.0(-8)		1.5±0.7	8.6±2.0	4.3(-3)
		189.6		$\frac{33}{22}^+$(402)	M1	21.4	27	9.3(-10)	$(6.2^{+5.1}_{-1.9})$(-2)	(1.1 ±0.5)(-1)		265
					E2	9.1		2.2(-9)				5.9(-2)
201.5	0.84±0.08	91.5	$\frac{5}{2}^-$,$(\frac{3}{2}^-)$	$\frac{53}{22}^+$(402)	E1	11	5.6	8.5(-9)	-	(6.7±0.8)(-7)		3.1(+4)
		201.5		$\frac{33}{22}^+$(402)	E1	89	6.0	1.06(-9)	-	(5.0±0.6)(-7)		4.2(+4)
285.0	0.025 c)	95.3	$\frac{73}{22}^+$(402)	$\frac{31}{22}^+$(400)	E2	< 1.4	-	>2.2(-9)		<3.3		>2.0(-3)
		174.9		$\frac{53}{22}^+$(402)	M1	11.4	14.6	2.7(-10)	(2.7±0.5)(-2)	-		65
					E2	<11		>2.8(-10)	-	<1.2	<7.5	>5.2(-3)
		285.0		$\frac{33}{22}^+$(402)	(E2)	88.6	9.9	3.5(-11)	-	(8.6±1.4)(-1)	7.7±0.7	7.5(-3)
311.7	0.006 d)	122.0	$\frac{51}{22}^+$(400)	$\frac{31}{22}^+$(400)	M1	43.0	159	3.9(-11)	(5.5±1.1)(-1)	-		3.1
					E2	< 1.5		>1.1(-9)	-	<2.0	<18.6	>3.4(-3)
		201.8		$\frac{53}{22}^+$(402)	M1	15 e)	-	1.1(-10)	(4.4±1.1)(-2)	-		40
		205.2		$\frac{11}{22}^+$(400)	E2	13.0	4.1	1.3(-10)	-	1.2±0.2	7.7±0.7	5.4(-3)
		311.8		$\frac{33}{22}^+$(402)	M1	29.0	7.6	5.6(-11)	(2.3±0.4)(-2)			77
					E2	< 1.5		>1.1(-9)	-	<1.8(-2)		>3.7(-1)
388.8	<0.065	186.8	$\frac{1}{2}^-$; $(\frac{3}{2}^-)$	$\frac{5}{2}^-$; $(\frac{3}{2}^-)$	E2	48.7	21.4	<1.7(-10)	-	>1.4		<4.4(-3)
		199.2		$\frac{31}{22}^+$(400)	E1	9.9	0.7	<8.1(-10)	-	6.8(-7)		<3.1(+4)
		282.1		$\frac{11}{22}^+$(400)	E1	31.8	0.9	<2.5(-10)	-	7.8(-7)		<2.7(+4)
		388.8		$\frac{33}{22}^+$(402)	E1	9.6	0.1	<8.4(-10)	-	8.9(-8)		<2.4(+5)

a) L'intensité γ totale provenant de chaque niveau est prise égales à 100.
b) Facteur de ralentissement de Weisskopf, le facteur caractéristique étant égal à 1.
c) Calculé en utilisant une valeur moyenne de 7.7±0.7 pour q_0, comparé à la valeur mesurée $q_0 > 6.1$ barns obtenues d'après $T_{1/2}$(285,0 keV) < 40 ps.
d) Calculé en utilisant $q_0 = (7.7\pm0.7)$ barn comparé à la valeur mesurée $q_0 > 3.6$ barns obtenue d'après $T_{1/2}$(311.7) < 30 ps.
e) La raie triple 201K entraîne des valeurs de α_K trop imprécises pour en déduire un mélange de multipolarités. La valeur Nγ(201.8) a été calculée en prenant une multipolarité E1 pour la transition de 201.5 keV et Nγ(200.8) = 0 ; d'après la systématique, la transition de 201.8 keV contiendrait moins de 10 % E2.

b/ Probabilités de transition E_2

D'après les mesures de vie moyenne et les coefficients de conversion interne, nous pouvons déduire un certain nombre de probabilités de transition (tableau IV_9)

A partir des probabilités de transition réduites B (E2) à l'intérieur d'une même bande de rotation, on peut obtenir une valeur de la valeur moyenne de δ^2, $<\delta^2>$, indépendante du modèle utilisé, qui est confondue avec la déformation d'équilibre δ pour les noyaux durs et très déformés (KU 71)

$$B(E2, K+1, K \to K, K) = \frac{5}{16\pi} < K+1, K2\,0 \mid K\,K > q_o^2\, e^2\, b^2$$

$$q_o = 0,8\, Z\, Ro^2 <\delta^2> (1 + 0.67 <\delta^2> + \ldots)$$

Nous allons faire cette hypothèse qui n'est qu'approchée dans le cas du noyau de ^{187}Ir et supposer la déformation stable. En prenant $Ro = 1,2\, A^{1/3}$ fm., on obtient $B(E2, \frac{5}{2}\,\frac{3}{2} \to \frac{3}{2}\,\frac{3}{2}) = 1,62 \pm 0,3\ e^2\ b^2$, ce qui conduit à $q_o = 6,9 \pm 0,6$ barns et $<\delta^2> = 0,21 \pm 0,02$ pour la bande $\frac{3}{2} + (402)$, et $B(E2, \frac{3}{2}\,\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}\,\frac{1}{2}) = 1,5 \pm 0,7\ e^2\ b^2$ qui conduit à $q_o = 8,6 \pm 2,0$ barns et $<\delta^2> = 0,26 \pm 0,06$ pour la bande $\frac{1}{2} + (400)$.

Les transitions E2 interbandes sont plus fortes que les valeurs correspondantes pour les probabilités de transition selon Weisskopf de "particule célibataire", essentiellement à cause des composantes collectives. L'existence de telles composantes peut être due en particulier au couplage de Coriolis entre les deux bandes de parité positive, couplage qui est important comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. L'effet de ce couplage sur les transitions interbandes a été calculé pour les iridium impairs plus proches de la stabilité (BE 70, MA 70, BA 71). Nous avons appliqué la même méthode à ^{187}Ir.

On peut écrire le taux de mélange des fonctions d'onde (KE 56)

$$C(I\,\tfrac{1}{2}\,\tfrac{3}{2}) = -C(I\,\tfrac{3}{2}\,\tfrac{1}{2}) = \pm \left\{ 1 + R + \sqrt{1 + R^2})^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\text{ou}\quad R = -\frac{E(I\,\frac{1}{2}) - E(I\,\frac{3}{2})}{2A <\varphi_{\frac{1}{2}} \mid j_+ \mid \varphi_{\frac{3}{2}}> \sqrt{(I - \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2})}} = -\frac{E(I\,\frac{1}{2}) - E(I\,\frac{3}{2})}{2\,AC\ \sqrt{(I - \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2})}}$$

Nous avons reporté dans le tableau IV_{10} les valeurs des probabilités de transition E2 interbandes pour ^{187}Ir (ainsi que celles de ^{189}Ir dont la structure des niveaux de basse énergie est extrêmement semblable) avec les valeurs de B(E2) calculées pour différentes valeurs du paramètre AC. On voit que ces dernières valeurs sont proches de l'expérience pour $AC \sim 25$ keV.

Nous donnons dans la figure IV_{13} une systématique des probabilités de transition E2 entre les niveaux de parité positive de tous les isotopes impairs connus de

TABLEAU IV-10

	Valeurs expérimentales (a)		Valeurs de B(E2) calculés (b)		
	^{187}Ir	^{189}Ir	AC = 10 (c)	AC = 30	AC = 90
B(E2, $\frac{1}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2}$)	(7,8 ± 0,3)(-2)	(8,7 ± 0,5)(-2)	1,2 (-2)	8,5 (-2)	29,2 (-2)
B(E2, $\frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2}$)	(1,1 ± 0,5)(-1)	(1,8 ± 0,8)(-1)	0,44 (-1)	2,9 (-1)	3,3 (-1)
B(E2, $\frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}\frac{3}{2}$)	< 8,2 (-1)	$(5,8^{+5,0}_{-3,6})$(-1)	0,056 (-1)	0,44 (-1)	1,5 (-1)
B(E2, $\frac{5}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2}$)	< 1,8 (-2)	(9,4 ± 4,7)(-2)	1,3 (-2)	7,3 (-2)	14,2 (-2)
B(E2, $\frac{7}{2}\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{1}{2}$)	< 3,3	< 2,6 (-1)	1,1 (-2)	4,0 (-2)	4,1 (-2)
B(E2, $\frac{5}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}\frac{3}{2}$)	-	< 1,4 (-1)	1,2 (-2)	6,8 (-2)	14,6 (-2)

(a) B(E2) en unités e^2 b^2

(b) Nous avons pris $G_{E2}(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}) = G_{E2}(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}) = 65$ correspondant à $q_o = 7,5$ barns

(c) AC = $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} < \varphi_{\frac{1}{2}} | j_+ | \varphi_{\frac{3}{2}} >$

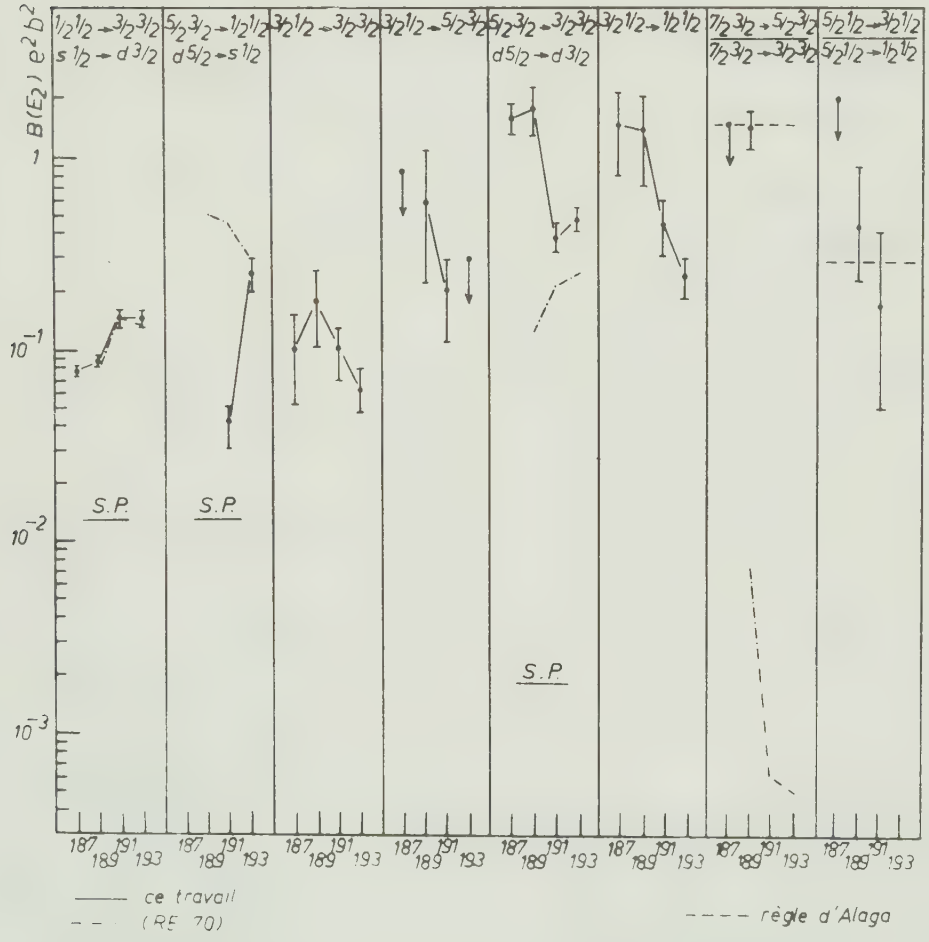


Fig. IV .13 - Transitions E2 dans les iridium de masse impaire.

l'iridium. On remarque la brusque croissance des B(E2) pour les transitions intrabandes $\frac{5}{2}\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2}$ et $\frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\frac{1}{2}$ entre ^{191}Ir et ^{189}Ir, due au changement de déformation souligné par A (^{191}Ir) = 29,4 et A (^{189}Ir) = 25,2 (tableau IV$_8$) tandis que les transitions interbandes auraient plutôt tendance à décroître. Récemment Reehal et Sorensen (RE 70) ont calculé quelques probabilités de transition E2 dans les noyaux ^{189}Ir à ^{193}Ir d'après le modèle "pairing plus quadrupole" en incluant jusqu'à deux phonons. Nous avons reporté ces valeurs fig. IV$_{13}$ où nous voyons que ces calculs rendent bien compte de la transition $S\ \frac{1}{2} \rightarrow d\ \frac{3}{2}$, mais ne peuvent décrire la brusque croissance de la transition $d\ \frac{5}{2} \rightarrow d\ \frac{3}{2}$. De plus, on peut voir que nos prédictions sont en bon accord avec les règles d'Alaga, tandis que celles de Reehal et Sorensen en diffèrent d'un facteur 10^3.

b/ Probabilités de transition M1

Plusieurs transitions interbandes et intrabandes ont été observées dans les bandes $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{3}{2}+(402)$. Nous allons comparer nos résultats aux prévisions théoriques (NI 55, NI 69).

De même que pour les probabilités de transition E2, nous avons calculé les valeurs de B(M1) en tenant compte du couplage de Coriolis entre les bandes $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{3}{2}+(402)$. Ces valeurs dépendent des paramètres suivants (NI 55)

$$G_{M1}\left(\tfrac{1}{2}\rightarrow\tfrac{3}{2}\right),\ G_{M1}\left(\tfrac{3}{2}\rightarrow\tfrac{3}{2}\right),\ G_{M1}\left(\tfrac{1}{2}\rightarrow\tfrac{1}{2}\right) \text{ et } b_{M1}\, G_{M1}\left(\tfrac{1}{2}\rightarrow\tfrac{1}{2}\right)$$

ainsi que de l'intensité du couplage et du paramètre d'inertie d'après

$$AC = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \langle \varphi_{\frac{3}{2}} | j | \varphi_{\frac{1}{2}} \rangle$$

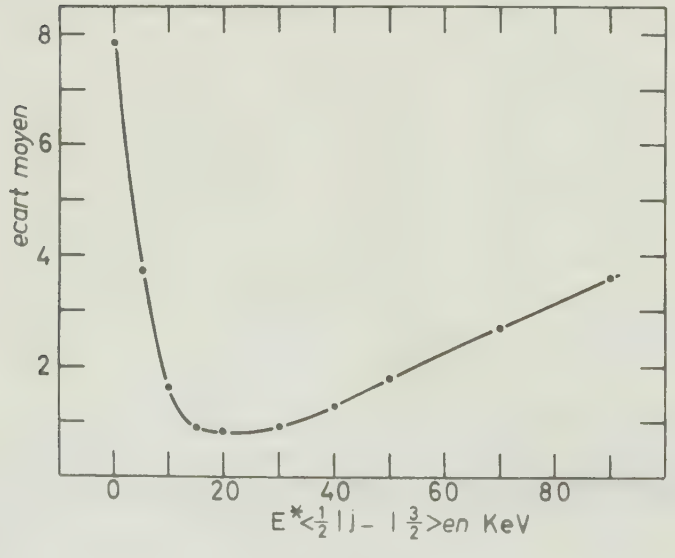


Fig.IV.14 - $\frac{B(M1)-B(M1)calc.}{\Delta B(M1)} \cdot \frac{1}{N}$.

Nous avons calculé les valeurs de B(M1) en prenant AC = 0 et AC = 20 (tableau IV$_{11}$) et déterminé les valeurs des quatre paramètres ci-dessus d'après un ajustement optimum.

Nous avons tracé fig. IV$_{14}$ la valeur moyenne $\frac{B(M1) - B(M1)\ calc.}{\Delta\ B(M1)} \cdot \frac{1}{N}$ en fonction de AC où B(M1) ± Δ B(M1) est la valeur expérimentale, B(M1) calc. la valeur

TABLEAU IV - 11

Valeurs expérimentales[a]		Valeurs de B(M1) calculées[c]		Valeurs de B(M1) théoriques[d]			
		AC = 0	AC = 20	C = 0 $\varepsilon_4 = 0$	C = 0 $\varepsilon_4 = 0{,}056$	C = 0,76 $\varepsilon_4 = 0$	C = 0,76 $\varepsilon_4 = 0{,}056$
$B(M1, \frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2})$	$(6{,}2\ ^{+\ 1{,}1}_{-\ 1{,}9})$ (- 3)[b]	1,00 (- 3)	4,66 (- 3)	1,30 (- 3)	1,62 (- 3)	2,59 (- 3)	3,5 (- 4)
$B(M1, \frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}\frac{3}{2})$	$(1{,}0\ ^{+\ 2{,}6}_{-\ 0{,}5})$ (- 2)	1,15 (- 3)	8,11 (- 3)	1,95 (- 3)	2,43 (- 3)	6,3 (- 3)	5,9 (- 5)
$B(M1, \frac{5}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2})$	$(2{,}3 \pm 0{,}4)$ (- 2)	5,18 (- 3)	3,24 (- 2)	2,47 (- 4)	2,70 (- 4)	3,82 (- 3)	3,53 (- 3)
$B(M1, \frac{5}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}\frac{3}{2})$	$(4{,}4 \pm 1{,}1)$ (- 2)	4,47 (- 3)	2,76 (- 2)	1,49 (- 3)	1,86 (- 3)	1,25 (- 3)	1,15 (- 3)
$B(M1, \frac{3}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\frac{1}{2})$	$(2{,}2\ ^{+\ 1{,}9}_{-\ 0{,}7})$ (- 1)	5,78 (- 1)	3,63 (- 1)	3,98 (- 4)	5,10 (- 4)	7,4 (- 4)	1,0 (- 3)
$B(M1, \frac{5}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{1}{2})$	$(5{,}5 \pm 1{,}1)$ (- 1)	7,15 (- 1)	5,2 (- 1)	8,84 (- 1)	9,07 (- 1)	7,83 (- 1)	8,0 (- 1)
$B(M1, \frac{5}{2}\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2})$	$(3{,}2 \pm 0{,}4)$ (- 2)	2,78 (- 2)	2,82 (- 2)	2,24 (- 2)	2,58 (- 2)	7,65 (- 3)	9,9 (- 3)
$B(M1, \frac{7}{2}\frac{3}{2} \rightarrow \frac{5}{2}\frac{3}{2})$	$(2{,}7 \pm 0{,}5)$ (- 2)	3,74 (- 2)	3,38 (- 2)	3,0 (- 4)	5,1 (- 4)	2,5 (- 3)	3,1 (- 3)
$B(M1, \frac{1}{2}\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\frac{3}{2})$	$< 6{,}2$ (- 6)	5,93 (- 4)	6,75 (- 6)	3,26 (- 3)	4,08 (- 3)	2,59((- 3)	3,19 (- 3)
$G_{M1}\ (\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2})$		- (0,24 ± 0,13)	-(0,49 ± 0,11)	- (0,28 ± 0,05)	- (0,31 ± 0,05)		
$G_{M1}\ (\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2})$		- (1,41 ± 0,30)	-(1,52 ± 0,15)	- (1,0 ± 0,5)	- (1,1 ± 0,5)		
$G_{M1}\ (\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$		5,5 ± 1,9	4,5 ± 0,7	3,2 ± 0,6	3,2 ± 0,6		
$b_{M1}\ G_{M1}\ (\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$		- (0,07 ± 2,39)	- (0,47 ± 0,59)	- (4,2 ± 0,7)	- (4,3 ± 0,9)		
Ecart moyen		7,85	0,88				

a) B(M1) en unités $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2$

b) Le chiffre entre parenthèse représente la puissance de 10 par laquelle la valeur doit être multipliée.

c) Valeurs calculées avec les paramètres ci-dessous.

d) Valeurs théoriques d'après (NI69) avec les paramètres χ = 0,0620 ; μ = 0,614 ; ε_2 = 0,20 ± 0,05 ; gR = 0,50 ± 0,05 et g_s (effectif) = (0,7 ± 0,1) g_s (libre)

calculée correspondante et N le nombre de valeurs. Nous voyons que B(M1) est très sensible à de petits changements de la force du couplage et se stabilise pour 15 keV < AC < 25 keV.

Nous avons aussi calculé les valeurs théoriques prédites par le modèle de Nilsson[NI 69] en utilisant les paramètres $\chi = 0{,}0620$, $\mu = 0{,}614$, $\delta = 0{,}20 \pm 0{,}05$, $g_R = 0{,}50 \pm 0{,}05$ et g_s (effectif) = $(0{,}7 \pm 0{,}1)\ g_s$ (libre), en faisant le calcul sans couplage (C = 0) et avec le couplage de Coriolis calculé au paragraphe I2a (C = 0,76). On constate un assez bon accord pour les trois premiers paramètres, tandis que b_{M1} G_{M1} ($\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$) est trop faible, comme on l'a observé pour les autres isotopes impairs de l'iridium [BE 70, MA 70, BA 71].

Nous présentons fig. IV_{15} les probabilités réduites de transition M1 pour les iridium impairs de A = 187 à A = 193 . Nous constatons qu'en général les valeurs de (BM1) sont plus importantes pour les transitions

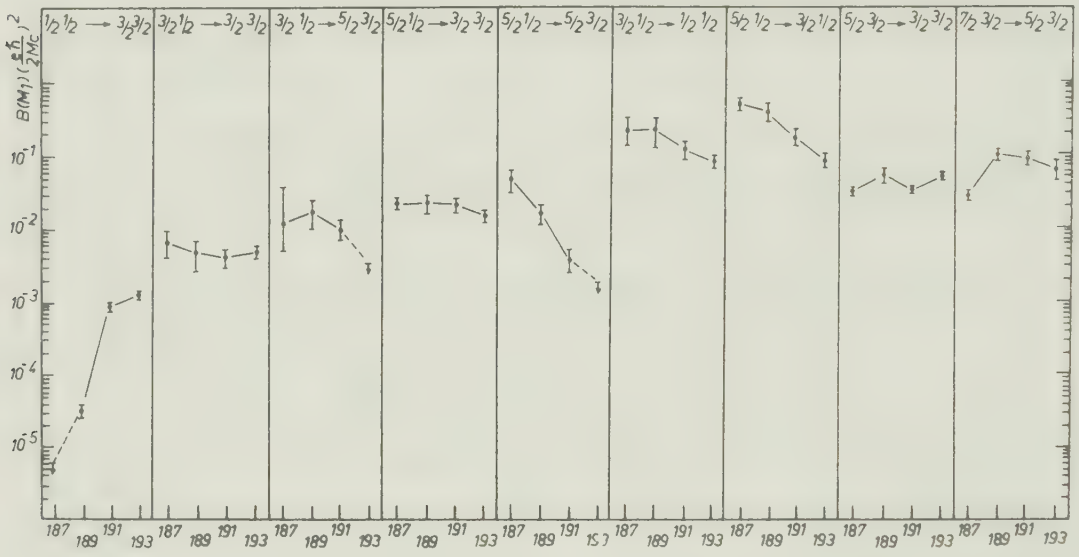


Fig.IV.15 - Transitions M1 dans les iridium de masse impaire.

interbandes ; la plupart d'entre elles sont à peu près insensibles aux changements du nombre de neutrons. La composante M1 entre les deux niveaux intrinsèques est considérablement retardée, atteignant $< 6.2\ 10^{-8}$ $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2$ dans ^{187}Ir . Les transitions M1 entre les niveaux $\frac{5}{2}$ des deux bandes présentent des tendances opposées.

Nous avons pu calculer la valeur du produit AC qui rendait le mieux compte des trois séries distinctes de résultats (énergies, B(E2), B(M1)). En effet, d'après a) A = 24,05 keV , C=0,76, donc AC= 18 ; d'après b) AC ~ 25, d'après c) 15 < AC < 25. Les trois résultats distincts sont donc cohérents.

3) Niveaux de parité négative

Ainsi que le souligne l'existence de nombreuses transitions E1, un nombre important de niveaux de parité apparaissent dans ^{187}Ir, plus nombreux que dans les autres isotopes

de l'iridium plus proches de la stabilité. Ces niveaux semblent rassemblés en trois groupes apparemment distincts et que nous allons étudier séparément (fig. IV_{16}.).

a/ Hypothèse de la bande de rotation $\frac{1}{2}$ - (541)

- Le niveau de 201,52 keV émet deux transitions E 1 vers les deux premiers niveaux de la bande $\frac{3}{2}$ + (402). Les deux possibilités pour ce niveau sont $\frac{3}{2}$ - et $\frac{5}{2}$ - , le spin $\frac{5}{2}$ - étant rendu plus probable par le fait qu'on n'observe pas de transition vers le niveau $\frac{1}{2}$ + . C'est ce spin que nous adopterons pour la suite de la discussion.

- Le niveau de 388,5 keV émet des transitions E1 vers les niveaux $\frac{1}{2}$ + et $\frac{3}{2}$ + , mais le spin $\frac{1}{2}$ - est plus probable en raison de la transition E_2 alimentant le niveau de 201,52 keV.

- Le niveau de 486,6 keV. La transition E1 vers un niveau $\frac{3}{2}$ + et les transitions M1 vers les niveaux de 388,5 keV et 201,52 keV entraînent le spin $\frac{3}{2}$ - si les hypothèses sur les spins des niveaux précédents sont exactes.

Les états de bas spin et de parité négative pouvant apparaître sont $\frac{1}{2}$ - (541) , $\frac{3}{2}$ - (532) et $\frac{1}{2}$ - (530), chacun des deux derniers étant couplé par Coriolis avec le premier.

L'état $\frac{1}{2}$ - (541), mis en évidence par Valentin et al. (VA 62), dans ^{173}Lu, puis dans de nombreux noyaux de la région des terres rares, a un paramètre de découplage théorique a = 4,7 (NI 69) pour une déformation $\varepsilon_2 = 0,2$, ce qui entraîne que les niveaux $\frac{1}{2}$ - et $\frac{5}{2}$ - seraient presque confondus. Nous suggérons que les niveaux de 201,52 et 486,5 keV soient les niveaux $\frac{5}{2}$ - et $\frac{3}{2}$ - de cette bande de rotation. Le niveau de 201,52 keV serait donc très proche du niveau intrinsèque. Si nous supposons un paramètre d'inertie A = 23 keV, nous pouvons calculer le paramètre de découplage a = 3,5 . Il serait pourtant étonnant de ne pas observer le niveau intrinsèque. Le niveau de 388,5 keV semble, ainsi qu'on l'a vu précédemment, avoir le spin $\frac{1}{2}$ - .

Si l'on considère les résultats du Piepenbring sur ^{171}Lu (PI 71) ainsi que ceux de Lu et Alford (LU 71) sur $^{183-187}Re$, on constate que le niveau intrinsèque $\frac{1}{2}$ - (541) se trouve entre les niveaux de rotation $\frac{5}{2}$ - et $\frac{3}{2}$ - , à peu près équidistant de chacun d'eux à cause du couplage de Coriolis avec l'état $\frac{3}{2}$ - (532). Ceci, compte tenu de l'accélération de la transition E_2 de 186,9 keV, nous incite à penser que le niveau de 388,5 keV est l'état intrinsèque $\frac{1}{2}$ - (541).

b/ Le niveau $\frac{9}{2}$ - de 186,2 keV

Le spin et la parité $\frac{9}{2}$ - ont été proposés pour le niveau de 186,2 keV (voir paragraphe D_2).

Si l'on effectue des calculs de probabilité de transition pour la composante M2 de la transition de 76,09 keV, on trouve $P^{\gamma}_{M2}(76)\,exp = 0,095\ s^{-1}$. La probabilité correspondante selon Weiskopff (WA 59) est $P^{\gamma}_{M2}(76)_W = 0,99\,10^4\ s^{-1}$. La composante

M2 de la transition de 76.09 keV est donc retardée d'un facteur $F_W^{M2}(76) = 10^5$.

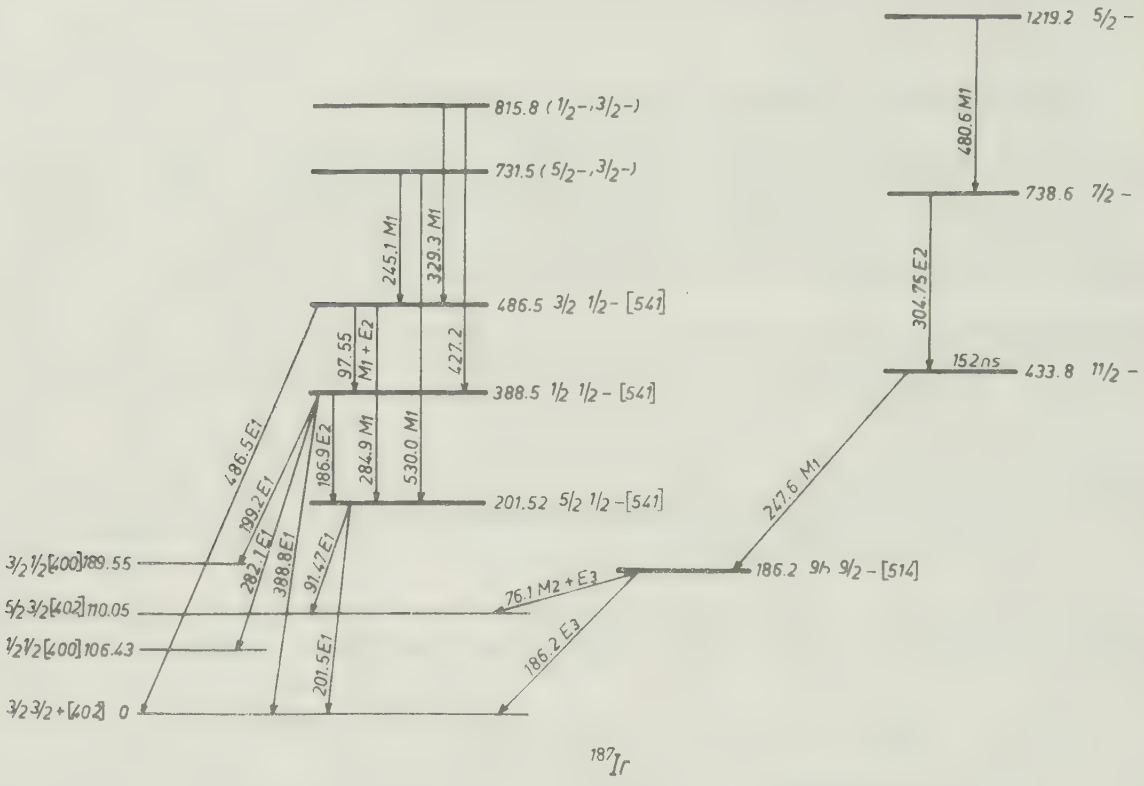


Fig.IV.16 - Niveaux de parité négative.

Un calcul similaire concernant la composante E3 de la transition de 76.09 keV donne $P^{\gamma}_{E3}(76)\ exp = 5.10^{-3}\ S^{-1}$ et $P^{\gamma}_{E3}(76)_W = 2.910^{-3}\ S^{-1}$; donc $F^{E3}_W(76) = 0.6$

De même $P^{\gamma}_{E3}(186)\ exp = 2.2\ S^{-1}$ et $P^{\gamma}_{E3}(186)_W = 6.9.S^{-1}$, donc $F^{E3}_W(186) = 3$.

Les composantes E3 des transitions de 76 et 186 keV ont donc les caractéristiques de transitions permises.

Les niveaux $\frac{9}{2}$ - susceptibles d'apparaître dans la région sont l'état intrinsèque $\frac{9}{2}$ - (514) et les niveaux de rotation $\frac{9}{2}\ \frac{1}{2}$ - (541) dans le cas d'une déformation positive, et $\frac{9}{2}\ \frac{1}{2}$ -(501) dans le cas d'une déformation négative.

- L'hypothèse d'un état $\frac{9}{2}$ - (514) impliquerait que les composantes E3 ne soient pas retardées et que la composante M_2 le soit (interdiction K)

- Dans le cas d'un niveau de rotation $\frac{9}{2}\ \frac{1}{2}$ - (541) les composantes E3 et M2 ne seraient pas retardées.

- Dans l'hypothèse d'un isomérisme de forme possible (quoique non prédit par Nilsson qui prévoit un noyau assez rigide : figure I_4) c'est-à-dire d'un niveau

$\frac{9}{2}\ \frac{1}{2}$ - (501) , les transitions E3 et M2 seraient extrêmement retardées.

La comparaison de ces trois hypothèses avec l'expérience rend la première interprétation beaucoup plus probable.

Nous proposons donc que le niveau de 186,2 keV corresponde à l'état $\frac{9}{2}$-(514).

c/ Niveaux reliés au niveau $\frac{11}{2}$ - de 433.8 keV. Changement possible de la forme du noyau.

Le seul état intrinsèque $\frac{11}{2}$ - attendu dans la région est l'état $\frac{11}{2}$ - (505) qui devrait avoir une déformation proche de celle du niveau fondamental et correspondre à une forme rigide (figure I_4).

Le retard de la transition de 247.6 keV serait en faveur d'une forme plus sphérique pour le niveau $\frac{11}{2}$ - (une telle intreprétation a été faite pour un niveau $\frac{11}{2}$ - analogue dans les autres itosopes impairs plus lourds de l'iridium (BA 71)).Nous pensons que ce niveau correspondrait en fait à un état plus mou du noyau.

Les niveaux de 738.6 et 1219.2 keV forment un système qui n'est pratiquement relié qu'au niveau de 433.8 keV. Il semble donc logique de leur attribuer les mêmes caractéristiques de déformabilité qu'au niveau de 433.8 keV.

Le niveau de 738.6 keV, qui est relié au niveau de 433.8 keV par une forte transition E_2 , pourrait être un membre du multiplet obtenu par couplage du niveau h $\frac{11}{2}$ avec la vibration 2+ du coeur pair-pair.

F - RESUME DES RESULTATS OBTENUS

Grâce à une étude mettant en jeu de nombreuses techniques de spectrométrie, nous avons pu établir un schéma de niveaux pour le noyau de ^{187}Ir qui était pratiquement inconnu auparavant.

Les niveaux de basse énergie de parité positive s'intègrent bien à la systématique des iridium plus proches de la stabilité. Il en est de même pour les niveaux de ^{185}Ir pour lequel nous n'avons donné ici que les premiers résultats.

Les niveaux de parité négative sont nettement plus nombreux que dans les autres isotopes connus de l'iridium. En particulier un niveau $\frac{9}{2}$ - n'a pas d'analogue dans les autres noyaux.

Le fait le plus important semble être qu'un groupe de niveaux n'a pu être expliqué en termes de niveaux de Nilsson, phénomène également observé dans les autres isotopes. Ceci est à rapprocher du fait que l'iridium se trouve proche d'une zone de transition et ne semble pouvoir être expliqué que par une grande déformabilité de ces noyaux.

CONCLUSION

Nous avons construit les schémas de niveaux des deux noyaux ^{187}Ir et ^{233}Pa obtenus par la désintégration d'isotopes de période courte.

Au cours de cette étude nous avons utilisé des techniques de spectrométrie rapide γ et β avec divers types de spectromètres et des techniques récentes de spectrométrie de coïncidences en ligne avec des ordinateurs. Afin de pouvoir rechercher systématiquement les transitions de faible énergie et éventuellement de multipolarité élevée, nous avons été amenés à mettre au point différents spectrographes β adaptés à l'étude d'isotopes de périodes courtes, l'un muni d'un sas près du réacteur BR2 de Mol, un autre auprès du séparateur en ligne d'ISOLDE au CERN, et un troisième en ligne avec le réacteur à haut flux Osiris de Saclay.

Nous avons pu construire jusqu'à 1 MeV le schéma de niveaux de ^{233}Pa. L'observation de quelques transitions de très basse énergie a permis de comprendre la structure des niveaux inférieurs du schéma. L'étude du couplage de Coriolis entre les trois bandes de rotation bâties sur les états de plus bas spin provenant du niveau $\frac{13}{2}$, et qui est assez fort pour inverser l'ordre de la bande $\frac{3}{2}$, montre que le couplage avec les autres états a aussi un rôle important. L'analyse de ce couplage procure des indications sur le couplage $\Delta N = \pm 2$ entre les états $\frac{1}{2}+(400)$ et $\frac{1}{2}+(660)$.

L'étude du noyau de ^{187}Ir a permis l'extension à un noyau plus déformé de la connaissance des niveaux de basse énergie des iridium impairs et en particulier du couplage de Coriolis entre les bandes $\frac{3}{2}+(402)$ et $\frac{1}{2}+(400)$.

D'autre part, un groupe de niveaux de parité négative reliés à un niveau $\frac{11}{2}$ semble inexpliqué par le modèle de Nilsson. Cette particularité, observée aussi dans les isotopes de l'iridium plus proches de la stabilité, semble due à une plus grande déformabilité du noyau qui changerait de forme dans ces états. Ces noyaux sont proches d'une région de transition de phase, illustrée dans le cas des isotopes pairs-pairs du platine par le passage entre $A = 184$ et $A = 186$ d'une déformation quadrupolaire positive à une déformation négative.

La différence essentielle avec les autres isotopes impairs connus de l'iridium est qu'il existe un plus grand nombre de niveaux de parité négative. Un niveau $\frac{9}{2}-$, mis en évidence par des transitions E3 et M2 + E3 en provenant, semble pouvoir être expliqué comme un état de quasi-particule.

Dans le cas du noyau de ^{233}Pa, le potentiel moyen semble bien défini ; dans celui du noyau de ^{187}Ir, le potentiel moyen est vraisemblablement instable, ce qui souligne la proximité d'une zone de transition de phase.

Cette étude a permis d'élaborer les schémas de niveaux de deux noyaux de déformation moyenne situés dans des régions où d'importants mélanges de configuration doivent être pris en considération. Moyennant ces couplages, la plupart des niveaux semblent pouvoir être expliqués en termes de modèle à quasi-particule indépendante. Les données actuelles ont permis de traiter dans les deux noyaux des problèmes de couplage de Coriolis et d'aborder celui du couplage $\Delta N = \pm 2$ dans le ^{233}Pa. Il faudrait, pour pouvoir traiter plus complètement ce dernier couplage, disposer d'un plus grand nombre de paramètres dont certains pourraient peut-être être fournis par des résultats de réactions nucléaires.

REFERENCES

(AL61) R.G. ALBRIDGE et J.M. HOLLANDER Nucl. Phys. A27 (1961) 554

(AN68) B.L. ANDERSEN Nucl. Phys. A122 (1968) 443

(AR56) E. ARBMAN et N. SVARTHOLM Ark. Fys. 10 (1956) 1

(AS56) F. ASARO, F.S. STEPHENS et I. PERLMAN Résultats non publiés (1956-1958)

(AS60) F. ASARO, F.S. STEPHENS, J.M. HOLLANDER et I. PERLMAN, Phys. Rev. 117 n° 1 (1960) 492

(AS69) G. ASTNER Programme Labspec (non publié)

(AV69) R. AVIDA, M.B. GOLDBERG, G. GOLDRING and A. SPRINZAK, Nucl. Phys. A135 (1969) 678

(AV70) R. AVIDA, I. BEN ZVI, P. GILAD, M.B. GOLDBERG, G. GOLDRING, K.H. SPEIDEL et A. SPRINZAK Nucl. Phys. A147 (1970) 200

(BA62) S.A. BARANOV, V.M. KULAKOV, P.S. SAMOILOV, A.G. ZELENKOV et Yu. F. RODIONOV Sov. Phys.J.E.T.P.14 (1962) 1232

(BA70) A. BACKLIN, V. BERG et S.G. MALMSKOG, Nucl. Phys. A156 (1970) 647

(BA71) A. BACKLIN, G. HEDIN et S.G. MALMSKOG, Nucl. Phys. A169(1971) 122

(BE59) S.T. BELYAEV, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 31 n° 11 (1959)

(BE66) D.R. BES et CHO-YI-CHUNG, Nucl. Phys. A86 (1966) 581

(BE70) V. BERG, S.G. MALMSKOG, A. BACKLIN, Nucl. Phys. A143 (1970) 177

(BO70) J. BORGGREENet G. SLETTEN, Nucl. Phys. A143 (1970) 255

(BO71) J.B. BOISSON et R. PIEPENBRING, Nucl. Phys. A168 (1971) 385

(BR67) E. BROWNE et F. ASARO, U.C.R.L. 17989 (1967) 1

(BR68) E. BROWNE et F. ASARO, U.C.R.L. 18687 (1968) 1

(BR69) E. BROWNE et F. ASARO, U.C.R.L. 19530 (1969) 3

(BU67) M.E. BUNKER et C.W. REICH, Congrès de Tokyo. 4.56 (1967) 101

(BU68) C.W. REICH et M.E. BUNKER, Proc. Int. Symp. Nucl. Str. Doubna USSR (1968) 119

(BU71) M.E. BUNKER et C.W. REICH, Rev. of Mod. Phys. 43 n° 3 (1971) 348

(CA66) J. CARDONA et A. GIZON, C.R. Acad. Sc. t 263 (1966) 402

(CH56) E.L. CHURCH et J. WENESER, Phys. Rev. 104 n° 5 (1956) 1382

(CH60) E.L. CHURCH et J. WENESER, Ann. Rev. of Nucl. Sc. 10 (1960) 193

(CH61) E.L. CHURCH et J. WENESER, Nucl. Phys. A28 (1961) 602

(CH66) B.E. CHI, Nucl. Phys. 83 (1966) 97

(CH69) M.I. CHERNEJ et N.I. PIATOV, J.I.N.R. E 4-4523 Doubna (1969)

(CO67) T.W. CONLON, Nucl. Phys. A100 (1967) 545

(CO69) C.R. COTHERN, H.J. HENNECKE, J.C. MANTHURUTHIL, et C. LANGE, Phys. Rev. 182 (1969) 1286

(DI62) J.S. DIONISIO, C.R. Acad. Sc. Paris 254 (1962) 257

(DR 68) O. DRAGOUN, H.C. PAULI et F. SCHMUTZLER, MPIH - V. 14 (1968)

(DR 69) O. DRAGOUN, Z. PLAJNER et F. SCHMUTZLER, MPIH - V. 5 (1969)

(EG71)T. Von EGIDY, O.W.Von SHULT et al., résultats non publiés (1971)

(ER70) B.R. ERDAL et al. Leysin Conference - CERN Report 70 - 30 (1970) 1045

(EW57) G.T. EWAN, Phys. Rev. 108 (1957) 1308

(EW59) G.T. EWAN, Phys. Rev. 116 (1959) 950

(FE69) FETTWEIS et VERVIERS, Communication privée (1969)

(FI70) M.FINGER et al. Rapport CERN 70-29 (1970)

(FO67) C. FOIN, J. OMS et J.L. BARAT, J. de Phys. 28 (1967) 861

(FO69) R.FOUCHER et al., Proc.Conf. on Prop. of Nucl. States, Montréal (1969) 682

(FR58) M.S. FREEDMAN, D.W. ENGELKEMEIR, F.T. PORTER, F. WAGNER Jr et P. DAY, Résultats non publiés cités par STROMINGER, HOLLANDER et SEABORG Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 794

(GA68) F.A. GAREEV, S.P. IVANOVA, B.N. KALINKIN, Izv. Akad. Nerela 555R Ser. Fiz. 32 (1968) 1960, trad. Bull. Acad. Sci. USSR (Phys. Sect) 32 (1968) 1559

(GA69a) F.A. GAREEV, S.P. IVANOVA et V.V. PASHKEVITCH, J.I.N.R. E4 - 4704 Doubna (1969)

(GA69b) F.A. GAREEV, S.P. IVANOVA et N. Yu. SHIRIKOVA, J.I.N.R. P4 - 4259 Doubna (1969)

(GA71a) F.A. GAREEV, S.I. FEDOTOV et V.G. SOLOVIEV, J.I.N.R. Doubna E4 - 5877 (1971)

(GA71b) F.A. GAREEV, S.P. IVANOVA, L.A. MALOV et V.G. SOLOVIEV, Nucl. Phys. A171 (1971) 134

(GE63) T.R. GERHOLM et J. LINDSKOG, Ark. Fys. 24 (1963) 171

(GR62) E.P. GRIGOREV, K. Ya. GROMOV, B.S. DZHELEPOV, V. ZVOL'SKA, A.V. ZOLOTAVIN, T.V. MALYSHEVA, B.A. KHOTTIN et J. ADAM Izv. Akad. Nauk USSR Ser.Fiz 26 (1962) 120 Trad. Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Sez. 26 (1962) 118

(GR66) V.T. GRITSYNA, A.P. KLYUCHAREV et V.V. REMAEV, J. Nucl. Phys. (USSR) 4 (1966) 678

(GU67) C. GUSTAFSON, I.L. LAMM, B. NILSSON, S.G. NILSSON, Arkiv. Fysik 36 (1967) 613

(HA67) R.S. HAGER et E.C. SELTZER, Nuclear Data (4 février 1968) 95

(HA69) P.G. HANSEN et al. Phys. Letters 28B (1969) 415

(HJ70) S.A. HJORTH, H.RYDE, K.A. HAGEMANN, G. LOVHOIDEN et J.C. WADDINGTON Nucl. Phys. A144 (1970) 513

(HO69) W. HOEKSTRA, Thèse Amsterdam 1969
W. HOEKSTRA et A.H. WAPSTRA, Phys. Rev. Lett. 22, n° 16 (1969) 859

(HU70) J.P.HUSSON, Programme "Traboul" - Orsay (1970)

(HY64) K. HYDE, I. PERLMAN et G.T. SEABORG, Nuclear properties of heavy elements Prentice Hall (1964) 652

(IS 72) Collaboration I.S.O.L.D.E. (à paraître).

(JE69) R. JEZEQUEL et R. SELLEM, Programme NUCART - ORSAY (1969)

(JO71) R. JORY, Programme Galaxie - ORSAY (1971)

(JU57) J.O. JULIANO U.C.R.L. (1957) 3733

(JU62) A. JULLIARD, Thèse Grenoble (1962)

(KE56) A.K. KERMAN, Dan. Mat. Fys. Medd. 30 n° 15 (1956)

(KJ70) A. KJELBERG et G. RUTSDAM, Rapport CERN 70-3 (1970)

(KR61a) G. KRAMER et S.G. NILSSON, Nucl. Phys. 35 (1962) 273

(KR61b) L.N. KRYUKOVA, V.V. MUKAV'ENA, L. DUDA, T.V. MALYSHEVA et B.A. KHOTIN, Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser.Fiz. 25 (1961) 1257
Trad. Bull. Acad. Sc. USSR Phys. Ser. 25 (1961) 1269

(KU71) K. KUMAR, Communication privée - ORSAY (1971)

(LA62) K.F. LAUER et V. VERDINGH, Nucl. Instr. and Meth. 21 (1963) 161

(LA69) I.L. LAMM, Nucl. Phys. A125 (1969) 504

(LI69) J. LINDSKOG, K.G. VALIVAARA, Z. AWWAD, S.E. HAGGLUND, A. MARELIUS et J. PHIL, Nucl. Phys. A137 (1969) 511

(LU71) M.T. LU et W.P. ALFORD, Phys. Rev. Vol. 3 n°3 (1971) 1243

(MA55) L.B. MAGNUSSON, D.W. ENGELKEMEIR, M.S. FREEDMAN, F.T. PORTER et F. WAGNER Jr. Phys. Rev. 100 (1955) 1237 A11

(MA60) T.V. MALYSHEVA, B.A. KHOTTIN, A.K. LAVRUKHIMA, L.N. KRYUKOVA et V.V. MURAV'ENA, Izv. Akad. Nauk. SSSR. Ser. Fiz. 35 (1958) 1103 Trad. Byll. Acad. Sc. U.S.S.R. Phys. Ser.

(MA67a) S.G. MALMSKOG, Ark. Fys. 35 (1967) 255

(MA67b) A. MARION, Thèse de 3ème cycle - ORSAY (1967)

(MA70a) S.G. MALMSKOG, V. BERG, A. BACKLIN, G. HEDIN, Nucl. Phys. A143 (1970) 160

(MA70b) S.G.MALMSKOG,Communication privée (1970)

(ME69) R.A. MEYER, Communication privée citée dans (BU70)

(ME70a) V. MELLET, Programme Kennedy - ORSAY (1970)

(Me70b) F.R. METZGER, Phys. Rev. 2C (1970) 2024

(MO54) A. MOUSSA et J.B. BELLICARD, J. Phys. Rad. 15 (1954) 85A

(MO59) B.R. MOTTELSON et S.G. NILSSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Selsk. 1 n°8 (1959)

(MO64) G. MONSONEGO et R. PIEPENBRING, J. Phys. 25 (1964) 691 - Nucl. Phys. A58 (1964) 593

(MO66a) G. MONSONEGO et R. PIEPENBRING, Nucl. Phys. A78 (1966) 265

(MO66b) G. MONSONEGO et R. PIEPENBRING, Phys. Lett. 21 (1966) 180

(MO68) G. MONSONEGO et R. PIEPENBRING, Journal de Physique 29 Supplément (1968) 42

(NE60) J.O. NEWTON, Phys. Rev. 117 (1960) 1529

(NI55) S.G. NILSSON,Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 n°16 (1955)

(NI61) S.G. NILSSON et O. PRIOR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32 n°16 (1961)

(NI69) S.G. NILSSON, C. Fu TSANG, A. SOBICZEWSKI, Z. SZYMANSKI, S. WYCECH, C. GUSTAFSON, I.L. LAMM, P. MOLLER et B. NILSSON, Nucl. Phys. A131 (1969) 1

(NO69a) P. NORGARD, K. MAACK BISGARD, K. GREGERSEN, P. MORGEN Proc. Intern. Conf. on Properties of Nuclear States. Montreal (1969)

(NO69b) H. NOPRE, Thèse de 3e cycle Strasbourg (1969)

(NO71) P. NORGARD, K.M. BISGARD, K. GREGERSEN et P. MORGEN Nucl. Phys. A162 (1971) 449

(OG71) W. OGLE, S. WAHLBORN, R. PIEPENBRING et S. FREDRIKSSON, Rev. of Mod. Phys. 43 n°3 (1971) 424

(OH71) H. OHLSON, Rapport interne Orsay (1971)

(PA55) P. PARIS et G. SEIGE, Nucl. Instr. and Meth. 35 (1965) 242

(PI66) R. PIEPENBRING, Thèse Strasbourg (1966)

(PI69) R. PIEPENBRING et H. NOPRE, Nucl. Phys. A133 (1969) 113

(PI70a)R. PIEPENBRING, Colloque de Lyon (1970)

(PI70b) R. PIEPENBRING, Communication privée (1970) 94

(PI71) R. PIEPENBRING, Congrès de Moscou (1971)

(QU70) P. QUENTIN et R. BABINET, Nucl. Phys. A156 (1970) 365
P. QUENTIN, Thèse Saclay (1970)

(RE67) C.W. REICH et M.E. BUNKER Bull. Acad. Sc. USSR Phys. 31 (1967) 42

(RE70) B.S. REEHAL et R.A. SORENSEN, Phys. Rev. 2C (1970) 819

(RO67) E. ROST, Phys. Rev. 154 (1967) 994

(RO69) J.T. ROUTTI et S.G. PRUSSIN, Nucl. Instrum. Methods 72 (1969) 125

(SE64) C. SEBILLE et F. WIDEMANN, C.R. Acad. Sc. Paris 259 (1964) 2.207

(SE66) C. SEBILLE Thèse de 3e cycle Orsay (1966)

(SE68a) C. SEBILLE et C.F LEANG, C.R. Acad. Sc. t. 266 (1968) 1049

(SE68b) C. SEBILLE, C.R. Acad. Sc. t. 267 (1968) 159

(SE70) C. SEBILLE, G. BASTIN, C.F. LEANG et R. PIEPENBRING, C.R. Acad. Sc. t. 270 (1970) 354

(SE72a) C. SEBILLE et al., Nucl. Phys. (1972) à paraître

(SE72b) C. SEBILLE, à paraître

(SE72c) C. SEBILLE, à paraître

(SH67) R.K. SHELINE, M.J. BENNETT, L.W. DAWSON et Y. SHIDA, Phys. Lett. 26B (1967) 14

(SH68) R.K. SHELINE, Proceeding Int. Symp. on Nucl. Structure. IAEA, Vienna (1968) 71

(SO66) V.G. SOLOVIEV, Phys. Lett. 21 (1966) 311

(SO67a) V.G. SOLOVIEV et P. VOGEL, Nucl. Phys. A92 (1967) 449

(SO67b) V.G. SOLOVIEV, P. VOGEL et G. JUNGKLAUSSEN,
Izv. Akad. Nauk. SSSR (Ser. Fiz) 31 (1967) 518
Bull. Acad. Sc. USSR (Phys. Ser) 31 (1967) 515

(SO70) V.G. SOLOVIEV J.I.N.R. E4 - 5469 (1970)

(SO71) V.G. SOLOVIEV, Communication privée Orsay (1971)

(ST56) F.S. STEPHENS, F. ASARO et I. PERLMAN résultats non publiés cités dans (AS60)

(ST67) V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A95 (1967) 420

(SZ61) Z. SZYMANSKI, Nucl. Phys. A28 (1961) 63

(TO67) L.H. TOBUREN et R.G. ALBRIDGE, Nucl. Phys. A90 (1967) 529

(VA62) J. VALENTIN, Nucl. Phys. 31 (1962) 353

(VA65) Van AUDENHOVE, Rev. of Sc. Instr. 36 n° 3 (1965) 383
Van AUDENHOVE, J. of Nucl. Mat. 19 (1966) 97

(VA69) VARA et GAETA, Nucl. Phys. A130 (1969) 586

(VA71) VARA et GAETA, Résultats non publiés (1971)

(WA59) A.A. WAPSTRA, C.J. NIGH et R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy tables (North Holland, Amsterdam) (1959)

(WI60) J. WINOCUR, U.C.R.L. 9174 (1960)

(WI68a) F. WIDEMANN et C. SEBILLE, Congrès de Doubna (URSS) Juillet 1968)

(WI68b) F. WIDEMANN et C. SEBILLE, Nucl. Phys. A117 (1968) 129

(YA68) T. YAMAZAKI et J.M. HOLLANDER, Nucl. Phys. A84 (1966) 505